

Untersuchungen über Reibungsverminderungen an Tragflügeln, insbesondere mit Hilfe von Grenzschichtabsaugung

VON DER
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN
HOCHSCHULE IN ZÜRICH
ZUR ERLANGUNG
DER WÜRDE EINES DOKTORS DER
TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN
GENEHMIGTE
PROMOTIONSARBEIT

VORGELEGT VON
Werner Pfenninger
aus Winterthur

Referent: Herr Prof. Dr. J. Ackeret
Korreferent: Herr Prof. E. Amstutz



ZÜRICH 1946
Dissertationsdruckerei AG, Gebr. Leemann & Co.
Stockerstr. 64

Erscheint gleichzeitig als Nr. 13 der Mitteilungen
aus dem Institut für Aerodynamik an der E.T.H.
Herausgegeben von Prof. Dr. J. Ackeret

Copyright 1946 by AG.Gebr. Leemann & Co. Zürich
Printed in Switzerland

MEINER MUTTER ZU EHREN

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	5
1. Kapitel: Einleitung, Übersicht	7
1. Allgemeines	7
2. Bisherige Arbeiten über die Verminderung der Reibungs- und Profilwiderstände und über zugehörige Gebiete	7
3. Einfluß der Umschlagslage auf den Profilwiderstand bei größeren Reynolds'schen Zahlen; Zielsetzung	9
2. Kapitel: Umschlagsursachen	11
1. Einfluß des äußeren Druckgradienten auf den Umschlag	11
2. Einfluß einer äußeren Turbulenz auf den Umschlag; Turbulenz der Atmosphäre	16
3. Kapitel: Laminarprofile mit weit hinten erfolgendem Umschlag (ohne Grenzschichtabsaugung)	20
1. Allgemeine Überlegungen	20
2. Vorversuche an Laminarprofilen bei stoßfreiem Eintritt	21
3. Laminarprofile für Propeller	23
4. Laminarprofile für Tragflügel	25
4. Kapitel: Laminare Grenzschichtabsaugung, Allgemeines	31
1. Zielsetzung	31
2. Wirkungsweise der laminaren Grenzschichtabsaugung	32
3. Problemstellung	33
4. Bisherige Entwicklung der laminaren Grenzschichtabsaugung	33
5. Kapitel: Untersuchung des laminaren Druckanstiegs mit Grenzschichtabsaugung bei kleineren und mittleren Reynolds'schen Zahlen	41
1. Laminare Absaugversuche mit drei Absaugschlitzen	41
2. Versuche mit laminarer Grenzschichtabsaugung mit einem einzelnen Absaugschlitz	45
6. Kapitel: Untersuchung der Schlitzströmung bei laminarer Grenzschichtabsaugung mit Einzelschlitzen	59
1. Laminare Absaugversuche mit geradem Absaugschlitz	59
2. Untersuchung der Schlitzströmung bei laminarer Grenzschichtabsaugung mit dem nach vorn gekrümmten Absaugschlitz <i>i</i>)	65
3. Untersuchung der Schlitzströmung bei laminarer Grenzschichtabsaugung mit dem nach hinten gekrümmten Absaugschlitz <i>h</i>)	66
7. Kapitel: Versuche zur Laminarhaltung einer Grenzschicht bei hohen Reynolds'schen Zahlen mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung	70
1. Zweck der Versuche	70
2. Versuchseinrichtung	71
3. Messungen	72
4. Bezeichnungen und Auswertung der Messungen	73
5. Meßergebnisse	76
6. Erweiterung der Theorie von Schlichting über die laminare Grenzschichtentwicklung mit Flächenabsaugung bei Beschleunigung der Absaugluft auf die ungestörte Anblasgeschwindigkeit U_0	82
8. Kapitel: Untersuchung eines 10,5% dicken, schwach gewölbten laminaren Absaugprofils	85
1. Zweck der Untersuchung	85
2. Profil, Versuchsanordnung	85
3. Messungen mit laminarer Grenzschichtabsaugung	87
4. Meßergebnisse	89
5. Folgerungen aus den Versuchen von Kapitel 7 und 8 für den Entwurf laminarer Absaugprofile mit möglichst niedrigem Widerstand bei hohen Reynolds'schen Zahlen	94
6. Aussichten bei der Anwendung der laminaren Grenzschichtabsaugung im Fluge bei hohen Re	94
Anhang 1	95
Literaturverzeichnis	106

Leer - Vide - Empty

Vorwort

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Verminderung des Reibungswiderstandes durch längeres Laminarhalten der Grenzschicht, insbesondere mit Hilfe von Grenzschicht-Absaugung. In den ersten Kapiteln werden die bisherigen Arbeiten über dieses Gebiet, die Ursachen des Grenzschichtumschlags und einige Laminarprofile ohne Grenzschicht-Absaugung behandelt. Anschließend werden Versuche mit laminaren Absaugprofilen mitgeteilt. Das Verhalten der Absaugschlitze bei laminarer Grenzschicht-Absaugung wurde gesondert untersucht.

Die vorliegende Arbeit wurde im Jahre 1940 begonnen und von der Studienkommission für Luftfahrt finanziell unterstützt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle der Studienkommission für Luftfahrt und besonders ihrem Präsidenten, Herrn Prof. Dr. *J. Ackeret*, für tatkräftige Unterstützung der Arbeit bestens zu danken.

Leer - Vide - Empty

1. KAPITEL

Einleitung, Übersicht

1. Allgemeines

Der Luftwiderstand eines Flugzeuges setzt sich aus dem induzierten Widerstand, dem Reibungs- und Druckwiderstand von Flügel, Rumpf, Leitwerk und eventuell dem Kühlerwiderstand zusammen. Der Reibungswiderstand ist zum Hauptwiderstandsanteil geworden. Die Verminderung der Oberflächenreibung wurde deshalb in den letzten Jahren sehr aktuell.

Da die laminare Reibung im allgemeinen wesentlich niedriger als die turbulente Reibung ist, könnte der Reibungswiderstand durch möglichst langes Laminarhalten der Grenzschicht verringert werden. Bei den hier beschriebenen Versuchen wurde die vollständige Laminarhaltung der Grenzschicht bis zur Flügelhinterkante als Ziel gesetzt.

2. Bisherige Arbeiten über die Verminderung der Reibungs- und Profilwiderstände und über zugehörige Gebiete

a) Die Möglichkeit der Reibungsverminderung durch längeres Laminarhalten der Grenzschicht wurde von *B. M. Jones* (1) erwähnt. *B. M. Jones* bewies später (2), daß im Fluge an sauber ausgeführten Tragflügelprofilen wesentlich ausgedehntere laminare Grenzschichten mit weiter zurückliegendem Umschlagpunkt auftreten können, als bisher erwartet wurde (siehe auch *Serby, Morgan* und *Cooper* (3)). In welchem Maße die Umschlagslage den Reibungs- und Profilwiderstand beeinflusst, wurde von *B. M. Jones* (2), *Squire-Young* (4), *Pretsch* (5), *Serby, Morgan* und *Cooper* (3) untersucht.

Danach sollten mit weiter zurückliegendem Umschlag niedrige Profilwiderstände selbst mit dickeren Profilen bei größeren Reynolds'schen Zahlen Re möglich sein. Messungen an derartigen „Laminarprofilen“ ergaben in der Tat wesentlich kleinere Profilwiderstände, besonders bei schwacher äußerer Turbulenz und größeren Re (6), (7), (8). Im Laufe des zweiten Weltkrieges wurden diese Laminarprofile in verschiedenen Ländern eingehend untersucht.

b) Die Umschlagslage hängt hauptsächlich von der äußeren Druckverteilung, der äußeren Turbulenz, der Beschaffenheit und Krümmung der Oberfläche ab. Der Einfluß der äußeren Druckverteilung auf die Umschlagslage wurde von *B. M. Jones* (2), *Serby, Morgan* und *Cooper* (3), *Hall* und *Hilop* (10), *G. J. Taylor* (11), *Fage* und *Preston* (12), *Schubauer* (13), *Fage* (14) usw. untersucht. Flugmessungen von *Jones* (2), *Serby, Morgan* und *Cooper* (3) und des *N. A. C. A.* (9), (15) zeigten, daß bei sauberer Oberfläche

der Umschlag im Fluge im allgemeinen in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes erfolgt, selbst bei höheren Reynolds'schen Zahlen. Windkanalversuche bei mäßigen Re zeigten, daß der Umschlag nach einem schwachen Druckanstieg im allgemeinen kurz nach dem laminaren Ablösungspunkt erfolgt, solange die äußere Turbulenz ohne Einfluß auf den Umschlag ist (z. B. *Hall* und *Hislop* (10)). An Rotationskörpern wurde ein ähnliches Umschlagsverhalten festgestellt (16).

c) Unter dem Einfluß einer äußeren Turbulenz erfolgt der Umschlag bei größeren Re unter Umständen wesentlich früher vor dem laminaren Ablösungspunkt. Die Abhängigkeit des Umschlags von einer äußeren Turbulenz wurde von *G. J. Taylor* (11), (17), (18), *von Karman* (19), (20), *Dryden* (21), (22), (23), (24), *L. Prandtl* (z. B. (25)), *Schlichting* (26), (27), *Tollmien* (28), (29), *Schubauer* (13), *Fage* und *Preston* (12), *Fage* (30) etc. studiert. Bei schwächerer äußerer Turbulenz werden im allgemeinen höhere kritische Reynolds'sche Zahlen im Umschlagspunkt erreicht, siehe z. B. *B. M. Jones* (2), *Hall* und *Hislop* (10), *Tani* (7), *Lewis* (6), siehe auch (15). Bei beschleunigter Strömung ergeben sich ebenfalls höhere kritische Re , siehe *Dryden* (21), *Peters* (31).

d) Für die Anwendung der Laminarprofile im Fluge bei höheren Re ist die Kenntnis der atmosphärischen Turbulenz und deren Einfluß auf den Umschlag wichtig. Die atmosphärische Turbulenz wurde im Fluge mit Heizdrähten unter anderem von *Stephens* und *Hall* (32) untersucht. Die beiden Verfasser kamen zum Schlusse, daß bei ihren Versuchen die Turbulenz der Atmosphäre auf den Umschlag von verschwindendem Einfluß war.

Amerikanische Flugmessungen an einem 15,9 % dicken Laminarprofil bei $Re = 17 \cdot 10^6$ bestätigen dies (15).

Der Einfluß der Wandkrümmung auf den Umschlag wurde experimentell z. B. von *M.* und *F. Clauser* (33) und theoretisch von *H. Görtler* (34) untersucht. Die Messungen von *Clauser* ergaben bei konvexer bzw. konkaver Wandkrümmung höhere bzw. tiefere Re beim Umschlag als mit der geraden Wand (siehe auch *L. Prandtl* (35) und *Rayleigh* (86)).

e) Der Einfluß von Oberflächenstörungen auf den Umschlag (Rauigkeiten, Turbulenzdrähte, Stolperdrähte, Nieten, Blechstöße, Undichtheiten der Oberfläche, Wellen etc.) wurde z. B. von *Young* (36), *Hood* (37), *Tani* (38), *Fage* und *Preston* (12) untersucht. Eigene Versuche zeigten, daß Laminarprofile bei größeren Re auf Wellen in der Oberfläche empfindlich sind und daß Undichtheiten der Oberfläche vermieden werden müssen, um ein Heraussaugen von Luft aus dem Flügelinnern und dadurch ein Turbulentwerden der Grenzschicht zu vermeiden.

f) Die Druckverteilung geeigneter Profilformen kann mit der konformen Abbildung z. B. nach *Theodorsen* (39) gerechnet werden (siehe auch (40), (41), (42)). Die Singularitätenmethoden, die das Profil durch Wirbel, Quellen und Senken ersetzen, brauchen weniger Zeit bei der numerischen Durchrechnung, sind aber weniger genau. Aus der Druckverteilung läßt sich die Grenzschichtentwicklung im laminaren und turbulenten Teil des Profils berechnen.

g) Die laminare Grenzschichtentwicklung läßt sich z. B. nach *Pohlhausen* (43), *Falkner* und *Skan* (44), *Falkner* (45), (46), *Howarth* (48) bestim-

men. Bei mäßig beschleunigter und schwach verzögerter Strömung ist das Näherungsverfahren von *Pohlhausen* gut brauchbar, wie ein Vergleich mit dem Verfahren von *Falkner* (45), (46) für einen äußeren Geschwindigkeitsverlauf $U = k \cdot x^m$ zeigt. Die laminare Plattenreibung (Druckgradient Null) wird nach *Pohlhausen* um 3,3 % überschätzt. (Vergleich mit *Blasius* (47)). Die laminare Ablösung beginnt nach *Howarth* (48) im Falle der äußeren Geschwindigkeitsverteilung $U = U_0 - b \cdot x$ bei $\lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \cdot u' \cong -7,5$ statt $\lambda = -12$ nach *Pohlhausen*. Für den Fall $U = k \cdot x^{-0,0904}$ ergibt das Verfahren von *Falkner* (45), (46) schon bei $\lambda \cong -5$ Grenzschichtprofile mit vertikaler Tangente.

Eine Zusammenstellung verschiedener Verfahren zur Berechnung der laminaren Grenzschichtentwicklung gab *Howarth* (51) an. *L. Prandtl* (49) und *H. Görtler* (50) untersuchten die laminare Grenzschichtentwicklung exakt und verglichen die verschiedenen bekannten Lösungen miteinander.

Für den dreidimensionalen Fall entwickelte *Tomotika* (52) eine dem *Pohlhausenverfahren* entsprechende Methode.

h) Die turbulente Grenzschichtentwicklung kann nach *A. Buri* (53), *Gruschwitz* (54), *Kehl* (55), *Squire-Young* (4), *Young* (56) berechnet werden. In den meisten Fällen wurde die turbulente Wandschubspannung gleich wie bei der turbulenten ebenen Platte ohne Druckgradient bei gleichen Re_θ gesetzt.

Das Verhältnis $\frac{\delta^*}{\theta} = H$ wurde häufig als konstant angenommen ($H = 1,4$ bei nicht zu starkem Druckanstieg). H könnte sonst aus turbulenten Grenzschichtmessungen in Abhängigkeit des Druckanstiegs bestimmt werden (siehe z. B. *Gruschwitz* (54)). Die turbulente Grenzschichtentwicklung an der ebenen Platte ohne Druckgradient wurde von *Th. v. Karman* (57), (58) und *L. Prandtl* (59) untersucht.

Die Grenzschichtentwicklung im Nachlauf kann z. B. nach *Squire-Young* (4) gerechnet werden.

3. Einfluß der Umschlagslage auf den Profilwiderstand bei größeren Reynolds'schen Zahlen; Zielsetzung

Für flach gewölbte Profile verschiedener Dicke d/t wurde bei $Re = 15 \cdot 10^6$ der Profilwiderstand nach *Squire-Young* (4) für verschiedene Umschlagslagen x/t gerechnet; siehe Fig. 1. Ferner wurde der Profilwiderstand für ein 16 % dickes Profil bei verschiedenen Re und verschiedenen Umschlagslagen berechnet, siehe Fig. 2.

Mit wachsender Umschlagsrücklage würde $c_{w\infty}$ bei höheren Re auf niedrige Werte sinken. Im Idealfall der vollständigen Laminarhaltung bis zur Hinterkante würden selbst dickere Profile sehr niedrige Widerstände bei größeren Re ergeben. Dickere Profile sind statisch günstiger und erlauben größere Spannweiten, wodurch der induzierte Widerstand herabgesetzt wird, der durch die Verminderung des Reibungswiderstandes wieder stärker ins Gewicht fallen würde. Außerdem ermöglichen dickere Profile günstigeren Einbau für Betriebsstoffbehälter, Lasten, Triebwerke und eventuell Absaugleitungen im Flügel. Ferner weisen dickere Profile höheren

Maximalauftrieb mit geeigneten Landehilfen auf. Bei schnelleren Flugzeugen dürfte die größte Profildicke durch die Forderung genügend kleiner Übergeschwindigkeiten bedingt sein, um hohe Mach'sche Zahlen ohne Verdichtungsstöße zu erreichen.

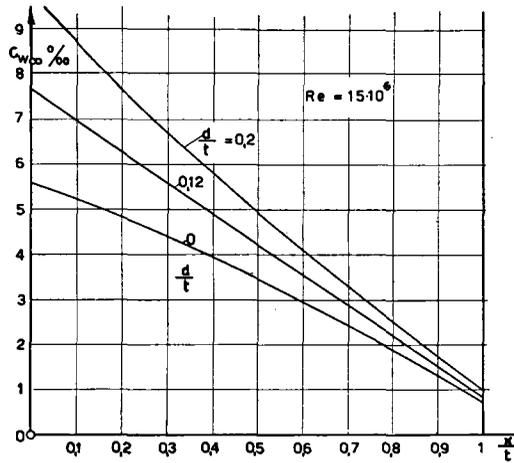


Fig. 1. Einfluß der Umschlagslage auf den Profilwiderstand bei verschiedenen Profildicken; $Re = 15 \cdot 10^6$.

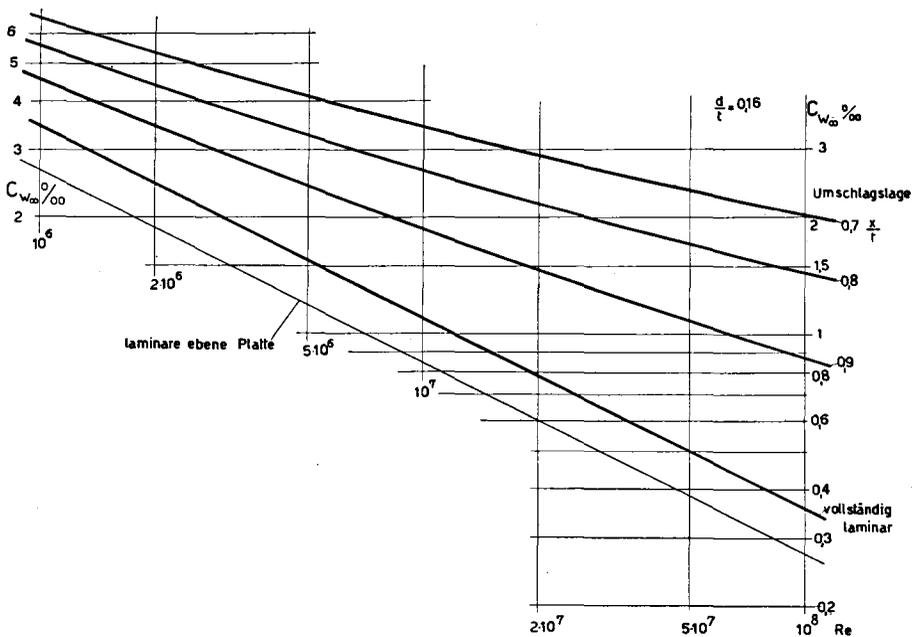


Fig. 2. Einfluß der Umschlagslage auf den Profilwiderstand bei verschiedenen Re ; $d/t = 0,16$.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde folgendes Ziel gesetzt:

Entwicklung dickerer Profile mit geringen Übergeschwindigkeiten, bei denen die Grenzschicht im Flügel bei hohen Reynolds'schen Zahlen bis möglichst weit hinten, wenn möglich bis zur Hinterkante laminar bleibt. Der Maximalauftrieb für Start und Landung soll möglichst hoch sein.

Die Möglichkeiten einer weitgehenden Laminarhaltung der Grenzschicht sind z. B. folgende:

1. Anwendung von Profilformen, bei denen durch besondere Formgebung der Umschlag nach hinten gerückt wird (flache Druckverteilung mit geringen Übergeschwindigkeiten und spätem Druckanstieg);

2. Verhindern des Turbulentwerdens der Grenzschicht mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung, eventuell in Kombination mit Profilformen mit flacher Druckverteilung.

Um die Methoden zur längeren Laminarhaltung der Grenzschicht zu studieren, müssen die mutmaßlichen Umschlagsursachen bekannt sein.

2. KAPITEL

Umschlagsursachen

1. Einfluß des äußeren Druckgradienten auf den Umschlag

Umschlagsmessungen zeigten, daß der Umschlag im allgemeinen nach einem schwachen Druckanstieg in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes erfolgt, solange eine äußere Turbulenz ohne Einfluß auf den Umschlag ist (2), (3), (10), (12), (13), (15), (16), (60). Diese Beobachtungen wurden durch eigene Versuche z. B. an einem NACA 0010-Profil (Fig. 3), an einem 10 % und 14 % dicken Laminarprofil (Fig. 4. u. 5), an einem Rotationskörper (Fig. 6) und bei späteren laminaren Absaugversuchen bestätigt. Mit wachsenden Re rückt der Umschlag nach vorn, bei den Laminarprofilen langsamer als bei den bisher üblichen Profilen.

Diese Versuche, sowie die Versuche von Kap. 3 und die späteren Absaugversuche von Kap. 4, 4 C, Kap. 6, 3, Kap. 7 und 8 wurden im großen Windkanal des Institutes durchgeführt, der in (61a) beschrieben ist. Die Windkanal-Turbulenz betrug:

$$\frac{u'}{U_0} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_0} = 0,0040 \div 0,0045.$$

Der Druckgradient in der einstellbaren Meßstrecke ist sehr klein.

In Fig. 3 ist die Druckverteilung $\frac{p}{q_0}$ an einem NACA-0010-Profil (bisher übliche Profilform) bei $c_a = 0$ und verschiedenen $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ längs der Tiefe aufgetragen. (U_0 = ungestörte Anströmgeschwindigkeit, t = Tiefe = 0,60 m). Der statische Druck p wurde mit 0,5 mm \varnothing Bohrungen gegenüber dem statischen Druck p_0 in der Meßstrecke bei ausgebautem Flügel gemessen. Der ungestörte Anströmstaudruck war $q_0 = g_0 - p_0$ (g_0 = ungestörter Gesamt-

druck)*). Die Umschlagslagen (Pfeile) wurden aus dem Knick in den Druckverteilungskurven beim Umschlag ermittelt (vergleiche Umschlagsmessungen an NACA 0010-Profil mit Petrolruß-Anstrich und Stethoskop (61c)). Bei größeren Re wurde die Bestimmung der Umschlagslage aus dem Knick in den Druckverteilungen unsicher. Mit wachsenden Re rückt der Umschlag rasch nach vorn.

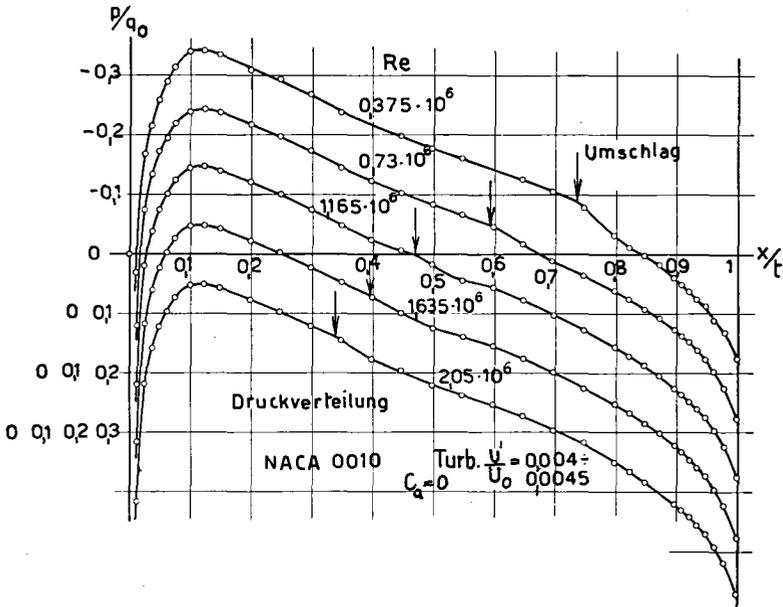


Fig. 3. Druckverteilungen längs der Tiefe am Profil NACA 0010 bei verschiedenen Re ; $c_a = 0$. (Die Druckverteilungen für die verschiedenen Re sind jeweils um $\Delta p/q_0 = 0,1$ vertikal nach unten verschoben). Der Umschlagsbeginn ist durch Pfeile gekennzeichnet. $t = 0,60$ m.

In Fig. 4 und 5 ist die Druckverteilung p/q_0 von zwei Laminarprofilen (Fig. 12) mit $d/t = 10\%$, $t = 0,74$ m; $d/t = 14\%$, $t = 0,70$ m über der Tiefe aufgetragen. Der statische Druck p wurde mit einem statischen Druckrohr von $d = 2,0$ mm Durchmesser, das tangential in Strömungsrichtung auf die Meßstelle gelegt wurde, gegenüber p_0 (stat. Druck in der Meßstrecke bei ausgebautem Flügel) gemessen. Die vier $0,4$ mm \varnothing statischen Druckanschlußbohrungen des statischen Druckrohrs befanden sich 10 mm hinter dem halb-

*) Durch eine ringförmige Ausgleichsöffnung am Ende der geschlossenen Meßstrecke wird erreicht, daß hier Atmosphärendruck herrscht (bei ein- und ausgebautem Modell). Der ungestörte statische Druck bei eingebautem Modell sehr weit vor diesem ist annähernd gleich groß wie der statische Druck p_0 in der Meßstrecke am Orte des Modells, wenn dieses ausgebaut ist (Vernachlässigung der Delle hinter Modell und Aufhängung).

Selbstverständlich werden dadurch die Profileigenschaften so angegeben, wie wenn das Profil in einem geschlossenen Kanal und nicht im unbegrenzten Luftstrom arbeitet. Da die hier untersuchten Modelle relativ klein zum Kanalquerschnitt ($2,1 \times 3$ m, 8-eckig) waren, wurde von einer diesbezüglichen Strahlkorrektur abgesehen (über eine entsprechende Korrektur von q_0, U_0, p_0 bei größeren Modellabmessungen bei 2-dimensionaler Strömung siehe Kap. 8).

runden Kopf und 100 mm vor dem Haltestiel von 3,0 mm \varnothing . Ein Vergleich von Druckverteilungsmessungen an einem 14,7 % dicken Laminarprofil von 2,4 % Wölbung der Profil-Mittellinie ergab, daß p/q_0 auf der Ober- bzw. Unterseite mit dem statischen Druckrohr im Mittel um 0,007 bzw. 0,004 zu hoch gemessen wurde, verglichen mit der Messung mit statischen Druckanschlußbohrungen.

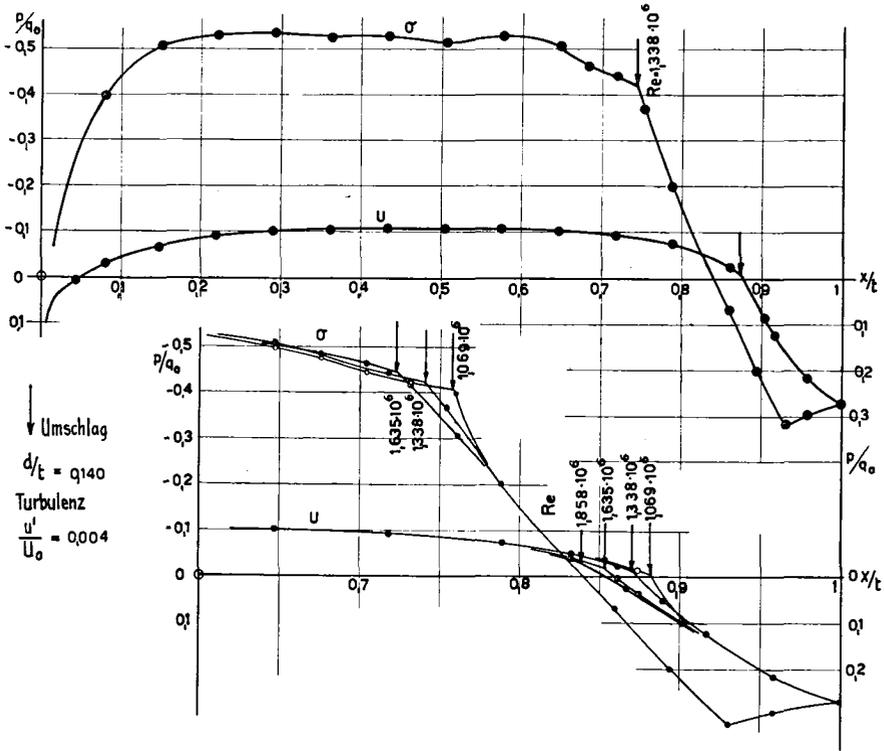


Fig. 4. Laminarprofil $d/t = 0,140$ (Fig. 12), $t = 0,70$ m. Druckverteilungen längs der Tiefe und Umschlagsbeginn (vertikale Pfeile) bei stoßfreiem Eintritt. Die untere Figur zeigt die Druckverteilungen im hinteren Teil des Profils bei verschiedenen Re in vergrößertem Maßstab.

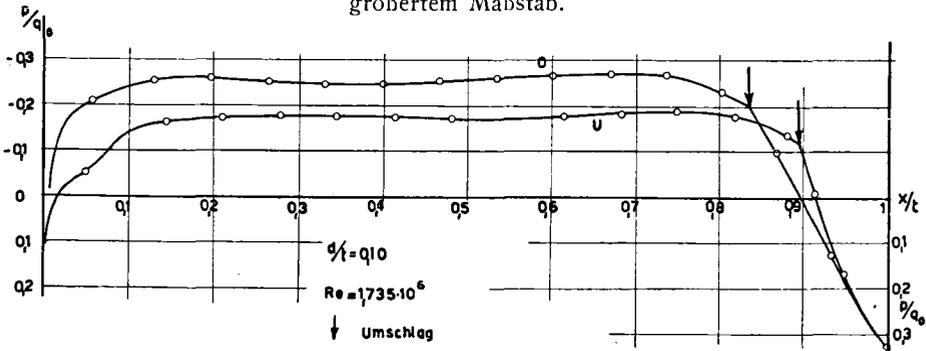


Fig. 5. Laminarprofil $d/t = 0,10$ (Fig. 12), $t = 0,74$ m. Druckverteilung längs der Tiefe und Umschlagsbeginn (vertikaler Pfeil) bei stoßfreiem Eintritt, $Re = 1,735 \cdot 10^6$.

Der Umschlag (Pfeil) wurde mit dem Stethoskop (61c) und aus dem Knick in den Druckverteilungskurven (14) bestimmt.

In Fig. 6 ist die Druckverteilung $\frac{p}{q_0}$ an einem Rotationskörper von $\frac{D}{L} = 0,212$ in $0,47 \cdot L$ von vorn bei symmetrischer Anströmung bei verschiedenen $Re_L = \frac{U \cdot L}{\nu}$ aufgetragen; (D = größter Durchmesser des Rotationskörpers, L = Länge des Rotationskörpers = 0,85 m).

Der Rotationskörper wurde von hinten durch einen zylindrischen Haltestiel gehalten, wobei Verspannungen am Körper vermieden wurden. p wurde gegenüber p_0 (stat. Druck im Kanal bei ausgebautem Modell) mit einem 2,0 mm \varnothing statischen Druckrohr gemessen.

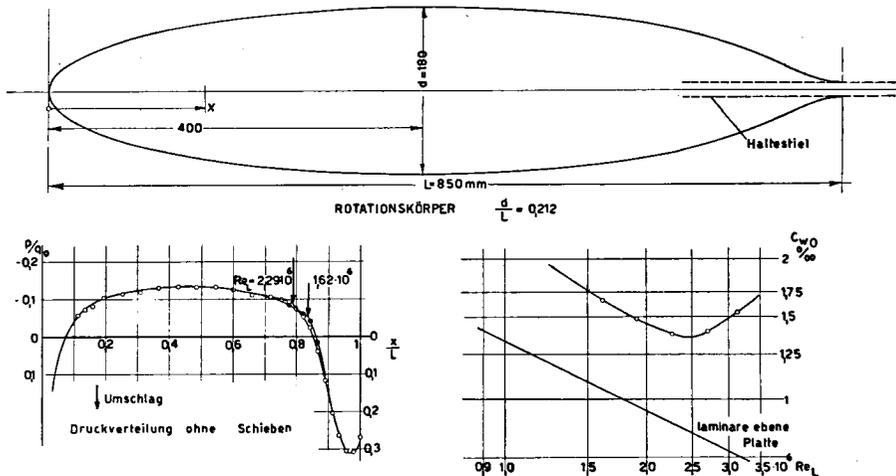


Fig. 6. Rotationskörper $d/L = 0,212$, Anstellwinkel = 0° . Druckverteilung und Umschlagsbeginn (vertikaler Pfeil) bei $Re_L = 1,62 \cdot 10^6$ und $2,29 \cdot 10^6$. Widerstandsverlauf c_{w0} in Abhängigkeit von $Re_L = U \cdot L / \nu$ (c_{w0} ist bezogen auf die Körperoberfläche). Der Widerstandsanstieg bei größeren Re ist durch die Windkanalturbulenz bedingt.

Die Umschlagslage (Pfeil) wurde mit dem Stethoskop und aus dem Knick in der Druckverteilungskurve ermittelt. Die geringen Übergeschwindigkeiten ergeben einen weit hinten liegenden Druckerhöhung und Umschlag.

Widerstandsmessungen: Am Ende des Rotationskörpers am Übergang zum Haltestiel wurden die Grenzschichtprofile bei symmetrischer Anströmung bei verschiedenen Re_L gemessen. Der Gesamtdruck g in der Grenzschicht wurde mit einem flachen Gesamtdruckrohr von $0,2 \text{ mm} \times 2,5 \text{ mm}$ Querschnitt innen und $0,5 \text{ mm}$ äußerer Höhe bestimmt. Der statische Druck in der Grenzschicht wurde mit einem $2,0 \text{ mm}$ stat. Druckrohr gemessen. Aus der Grenzschichtmessung am Ende des Körpers wurde die Impulsmangelfläche κ_∞ weit hinten beim ungestörten statischen Druck p_0 nach Young (56) berechnet.

$$\left(\kappa_\infty = 2\pi \int_{Delle} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U} \right) \cdot r \cdot dr \text{ weit hinten.} \right)$$

Der Widerstandsbeiwert c_{wO} bzw. c_{wH} , bezogen auf die Körperoberfläche $0 = 0,369 \text{ m}^2$ bzw. den Hauptspantquerschnitt $\frac{\pi}{4} \cdot D^2 = 0,0254 \text{ m}^2$, wird dann:

$$c_{wO} = \frac{2 \lambda_{\infty}}{O}, \quad c_{wH} = \frac{2 \lambda_{\infty}}{\frac{\pi}{4} D^2}, \quad c_{wV^{2/3}} = \frac{2 \lambda_{\infty}}{V^{2/3}}, \quad V^{2/3} = 0,0570 \text{ m}^2$$

($V = \text{Volumen}$).

$c_{wO}(Re_L)$ ist in Fig. 6 aufgetragen. c_{wO} sinkt mit Re_L zunächst ähnlich wie die Reibung der laminaren ebenen Platte ($c_{wR} = \frac{1,328}{\sqrt{Re}}$, siehe *Blasius* (47)) und steigt bei höheren Re_L wieder an infolge stärkerem nach vorn Wandern des Umschlags (Stethoskop-Feststellungen), bedingt durch die Kanalturbulenz. Der kleinste auf die Hauptspantfläche bezogene Widerstandsbeiwert ergab sich zu $c_{wH} = 0,0196$. Bei kleineren Re zeigten Stethoskop-Beobachtungen, daß die Grenzschicht am Körperende laminar ablöst und nicht mehr richtig turbulent wieder anliegt, wodurch der Druck- und Gesamtwiderstand stark vergrößert werden.

Die Umschlagslage kann auf verschiedene Arten bestimmt werden:

1. aus Hitzdrahtbeobachtungen (siehe z. B. *Dryden* (21)),
2. durch Messung des Oberflächengesamtdruckes längs der Tiefe mit einem feinen Gesamtdruckrohr (2), 10),
3. durch Grenzschichtmessungen (siehe z. B. (16)),
4. aus dem Knick in der Druckverteilungskurve beim Umschlag, bedingt durch die sprunghafte Abnahme der Verdrängungsdicke δ^* beim Umschlag (siehe *A. Fage* (14) und die Druckverteilungskurven der Fig. 3, 4, 5, 6, 39, 40, 77—80 etc., siehe auch Rechnungen von *A. Betz* (77) bei un stetiger Änderung der Krümmung),
5. akustisch durch Stethoskopbeobachtungen (61c),
6. durch Petrolrußanstrich (61c),
7. durch Messung des Grenzschichtgesamtdruckes längs der Tiefe in größerem Abstand von der Wand (2).

Solange der Umschlag durch einen äußeren Druckanstieg und nicht durch eine äußere Turbulenz bedingt ist, erfolgt dieser in einer schmalen verhältnismäßig gut definierten Zone. Die angegebenen Methoden liefern dann die Umschlagslage im allgemeinen zuverlässig.

Mutmaßliche Umschlagsursache: Nach *Rayleigh* (62), *Tietjens* (63b), *Tollmien* (29) sind laminare Grenzschichtprofile mit Wendepunkt, wie sie bei Druckanstieg entstehen, instabil. Umschlagsversuche zeigten, daß der Umschlag eintritt, wenn laminare Grenzschichtprofile mit einer schwachen Rückwärtsströmung in Wandnähe entstehen (siehe z. B. (10), (13), (78)), was durch eigene Umschlagsbeobachtungen mit Petrolrußanstrich bei mittleren Re bestätigt wurde. Es scheint, daß für den Umschlag die Entstehung genügend starker Wirbel in unmittelbarer Wandnähe, wie sie z. B. bei stärkerem laminarem Druckanstieg, bei Unstetigkeiten in der Oberfläche, durch eine äußere Turbulenz oder bei Rohrströmungen mit scharfkantigem Einlauf entstehen, notwendig ist (siehe *L. Prandtl* (63a), *J. Patry* (64), *L. Schiller* (79)).

Die Reynolds'sche Zahl $Re_l = \frac{U \cdot l}{\nu}$, bezogen auf die Distanz l zwischen dem laminaren Ablösungspunkt und dem Umschlagsbeginn, ergab sich zu $Re_l = 40\,000 \div 70\,000$, solange die äußere Turbulenz ohne Einfluß auf den Umschlag ist (siehe (9), (10), Bestätigung durch eigene Messungen). U = mittlere Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht zwischen laminarem Ablösungspunkt und Umschlagsbeginn.

Bei sehr schwacher äußerer Turbulenz und größeren Re dürfte der Umschlag bei Laminarprofilen in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes zu erwarten sein.

2. Einfluß einer äußeren Turbulenz auf den Umschlag; Turbulenz der Atmosphäre

a) Verschiedene Widerstandsmessungen und Umschlagsmessungen an ebenen Platten, Profilen und Rotationskörpern hatten gezeigt, daß bei größeren Reynolds'schen Zahlen der Umschlag unter dem Einfluß der äußeren Turbulenz wesentlich weiter vorn erfolgt und der Widerstand wieder ansteigt.

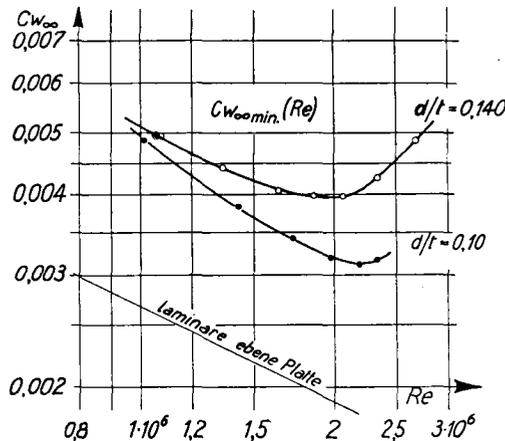


Fig. 7. Laminarprofil $d/t = 0,140$, $t = 0,70$ m (Fig. 12); $d/t = 0,10$, $t = 0,74$ m (Fig. 12); Minimaler Profilwiderstand $c_{w\infty \min}(Re)$ (Impulsmessungen). Der Widerstandsanstieg bei größeren Re ist durch die Windkanalturbulenz bedingt, siehe auch Fig. 8.

Dieselbe Feststellung wurde bei eigenen Versuchen an Laminarprofilen ohne Grenzschicht-Absaugung (siehe z. B. $c_{w\infty}(Re)$ eines 3,35 % dicken Profils (Kap. 7: Fig. 88, Kurve a und zugehörige Umschlagslage, Fig. 89), ferner Fig. 7, 8 und 10) und an einem Rotationskörper mit flacher Druckverteilung und weit hinten liegendem Umschlag (Fig. 6, Kap. 2, 1) gemacht. Bei größeren Reynolds'schen Zahlen wurden in der Grenzschicht mit dem Stethoskop vereinzelte turbulente Stöße festgestellt, die stromabwärts mit zunehmender Grenzschichtdicke immer häufiger werden, bis die Grenzschicht ausgebildet turbulent wird. Der Umschlag erfolgt in einem mehr oder weniger breiten Umschlagsbereich, dessen Lage nach den in Kapitel 2,1 angegebenen Methoden schwieriger zu ermitteln ist als beim Umschlag infolge

äußeren Druckanstieg. Bei Laminarprofilen mit Grenzschicht-Absaugung wurde bei größeren $Re = U_0 \cdot t/\nu$ ebenfalls ein Wiederansteigen des Profilwiderstandes infolge der äußeren Turbulenz festgestellt (Fig. 18, 88, 95 von Kap. 4, 4, c; Kap. 7 und 8).

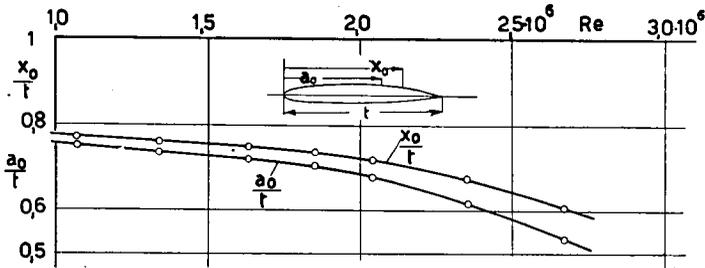


Fig. 8. Laminarprofil $d/t = 0,140$, $t = 0,70$ m (Fig. 12). Umschlagslage auf der Oberseite bei verschiedenen Re (Stethoskopbeobachtungen). a_0 = Umschlagsbeginn, x_0 = Beginn der ausgebildeten turbulenten Grenzschicht, gemessen von vorn.

b) Umschlagsursachen beim Umschlag infolge einer äußeren Turbulenz. Durch die äußeren turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen entstehen in einer laminaren Grenzschicht beträchtliche Geschwindigkeitsschwankungen in Strömungsrichtung (siehe *Tollmien* (28b), *G. J. Taylor* (11), (18), *Dryden* (21)), wodurch kurzzeitig instabile Grenzschichtprofile mit Wendepunkt und schließlich Rückwärtsströmung in Wandnähe entstehen. Der Umschlag erfolgt dann wie bei stärkerem laminarem Druckanstieg infolge Entstehung von Wirbeln an der Oberfläche. Es entstehen einzelne turbulente Stöße, die stromabwärts mit wachsender Grenzschichtdicke immer häufiger werden, bis die Grenzschicht ausgebildet turbulent ist.

G. J. Taylor (18), *Hall* und *Hislop* (10), *Fage* und *Preston* (12), *Fage* (30) versuchten, ein Kriterium für den Umschlag infolge einer äußeren Turbulenz zu finden. Sie nahmen an, daß der Umschlag beginnt, wenn unter der Wirkung der äußeren turbulenten Druckschwankungen momentan Grenzschichtprofile mit vertikaler Tangente entstehen, d. h.: $\lambda_{\text{pohlhausen}} = -12$, bzw. dessen quadratischer Mittelwert

$$\lambda' = -\frac{\delta^2}{\nu} \cdot \frac{1}{U} \left(\frac{dp}{dx} \right)' = \lambda'_{\text{kritisch}}.$$

Nach *G. J. Taylor* (11), (18) entstehen bei einer äußeren Turbulenz turbulente Druckschwankungen, deren quadratischer Mittelwert bei isotroper Turbulenz

$$\sqrt{\overline{\left(\frac{dp}{dx} \right)^2}} \equiv \overline{\left(\frac{dp}{dx} \right)'} = \sqrt{2} \cdot e \cdot \frac{u'^2}{\lambda_\eta} \text{ beträgt, wobei } u'^2 \equiv \overline{u_T^2}.$$

λ_η ist eine Größe, die mit der Diffusion in einer turbulenten Strömung zusammenhängt (λ_η = Diffusionslänge).

(λ_η und A (mittlere Größe der kleinsten für die Dissipation maßgebenden Wirbel) wurden z. B. von *Hall* und *Hislop* (10) experimentell aus Temperaturverteilungsmessungen hinter einem geheizten Draht und aus Korrelationsmessungen hinter Gittern bestimmt.)

Durch Einsetzen von $\left(\frac{dp}{dx}\right)'$ leitet *Taylor* für isotrope Turbulenz hinter einem Gitter (Maschenweite M) ab, daß die kritische Reynolds'sche Zahl $Re_{x \text{ kritisch}} = \left(\frac{U \cdot x}{\nu}\right)_{\text{kritisch}}$ eine Funktion von

$$\left(\frac{x}{M}\right)^{0,2} \cdot \left(\frac{u'}{U}\right) \text{ ist: } \lambda_{\text{krit.}}^2 = \left(\frac{U \cdot x}{\nu}\right)_{\text{krit.}} \cdot \left(\frac{x}{M}\right) \cdot \left(\frac{u'}{U}\right)^5 \cdot \left[\frac{34 \sqrt{2}}{A} \cdot \frac{1}{\lambda_\eta}\right]^2,$$

wo $A = \text{konst.}$;

$$\frac{A}{M} = A \cdot \sqrt{\frac{\nu}{M \cdot u'}} \text{ nach } \hat{T}aylor.$$

Diese Beziehung wurde experimentell von *Hall* und *Hislop* (10) nachgeprüft. $Re_{x \text{ kritisch}}$ steigt darnach mit abnehmenden Werten $\left(\frac{x}{M}\right)^{0,2} \cdot \left(\frac{u'}{U}\right)$ etwas langsamer an als nach der Theorie; d. h. $\lambda_{\text{kritisch}}$ sinkt mit wachsenden $Re_{x \text{ kritisch}}$. Dies kann vielleicht daraus erklärt werden, daß für den Umschlag eine genügend starke Rückströmung an der Wand ($\lambda < -12$) und nicht nur $\lambda = -12$ (vertikale Tangente am Geschwindigkeitsprofil) maßgebend ist. Bei kleinen Re_x sind für den Umschlag größere negative λ -Werte nötig, wenn gleich starke für den Umschlag notwendige Rückströmung (mit gleicher Zirkulation) angenommen wird.

Turbulenz-Kriterium von *Fage* (30): Unter der Annahme, daß der Umschlag beginnt, wenn durch die turbulenten Druckschwankungen momentan ein kritischer negativer λ -Wert erreicht wird, findet *Fage*, daß die Größe

$$\xi_L \equiv 3,35 \cdot Re_{\theta \text{ krit.}}^{0,6} \cdot \left(\frac{u'}{U}\right) \cdot \left(\frac{\theta}{L}\right)^{0,2}$$

konstant sein sollte, wo

$L = \int R_y \cdot dy =$ Turbulenz-Maßstab,

$R_y =$ Korrelation für Geschwindigkeitsschwankungen in zwei Punkten im Abstand y quer zur Strömung,

$Re_{\theta \text{ kritisch}} = \left(\frac{U \cdot \theta}{\nu}\right)_{\text{kritisch}}$ im Umschlag.

Fage findet, daß mit wachsenden $Re_{\theta \text{ kritisch}}$ ξ_L abnimmt.

Bei beschleunigter bzw. verzögerter Strömung erfolgt der Umschlag infolge äußerer Turbulenz bei höheren bzw. wesentlich niedrigeren $Re_{\theta \text{ krit.}}$ -Werten (vergl. z. B. Abb. 3 und 4).

Einfluß der atmosphärischen Turbulenz auf den Umschlag:

Die Turbulenzmessungen von *Stephens* und *Hall* (32) im Fluge hatten ergeben, daß bei ihren Versuchen die atmosphärische Turbulenz von verschwindendem Einfluß auf den Umschlag war. In den meisten Fällen war der Turbulenzgrad der Atmosphäre sehr gering: $\frac{u'}{U} \cong 0,0003$ bei $U = 46$ m/sec in ruhiger Luft; $U =$ Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht. Bei instabiler Luftschichtung wurden wohl wesentlich größere turbulente Schwankungen festgestellt ($u'/U \cong 0,003$ bei $U = 46$ m/sec), die aber nach *Stephens* und *Hall* wegen des bedeutend größeren Turbulenzmaßstabes als

im Windkanal von untergeordneter Bedeutung auf den Umschlag waren (Größe der kleinsten Wirbel $\cong 0,3$ m). *Stephens* und *Hall* stellten im Fluge in der laminaren Grenzschicht wesentlich geringere Schwankungen fest als bei Windkanalversuchen (21). Dieselbe Beobachtung wurde bei Versuchen mit laminaren Grenzschichten in turbulenzarmen Kanälen (6) und bei eigenen Versuchen mit einer Rohrströmung bei geringer Turbulenz gemacht. Amerikanische Flugmessungen an einem 15,9% dicken Laminarprofil scheinen zu bestätigen, daß die atmosphärische Turbulenz auch bei größeren Re von geringem Einfluß auf den Umschlag ist (15): Bei $Re = \frac{U_0 t}{\nu} = 19 \cdot 10^6$ und einer Mach'schen Zahl $M = 0,52$ wurde $c_{w\infty} = 0,0030$ gemessen, was rechnerisch einer mittleren Umschlagslage (Mittel von Ober- und Unterseite) von ca. $0,68 \cdot t$ von vorn in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes entsprechen würde. Aus Grenzschichtrechnungen ergibt sich kurz vor dem Umschlag eine Reynolds'sche Zahl $Re_\theta = \frac{U \cdot \theta}{\nu} = 2600$, bezogen auf die Impulsmangeldicke θ und die Geschwindigkeit U am Rande der Grenzschicht, d. h. wesentlich mehr als in bisher üblichen Windkanälen festgestellt wurde.

$$\theta = \text{Impulsmangeldicke} = \int_0^\delta \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy,$$

$$\delta^* = \text{Verdrängungsdicke} = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy,$$

wo δ = gesamte Grenzschichtdicke,
 u = Geschwindigkeit in der Grenzschicht im Wandabstand y ,
 U_0 = Fluggeschwindigkeit.

Daß bei turbulenzfreier Zuströmung wesentlich größere Re erreicht werden können, zeigten eigene Versuche mit einer laminaren Rohrströmung im Anlaufgebiet.

Versuche mit einer laminaren Rohrströmung im Anlaufgebiet.

Der Zweck dieser Versuche war die Erreichung hoher laminarer Reynolds'scher Zahlen mit einer laminaren Rohrströmung im Anlaufgebiet.

Versuchsordnung:

Am einen Ende eines zylindrischen Anticorodalrohres von 6 m Länge und 0,025 m innerem Durchmesser wurde ein 0,9 m langer konischer Einlauftrichter (größter Durchmesser am Eintritt 0,18 m) angebracht. Der Übergang zum Rohr wurde sanft abgerundet. Am Eintritt des Einlauftrichters befand sich ein Gleichrichter, bestehend aus runden Röhrchen von 3 mm \emptyset , ca. 0,1 mm Wandstärke und 0,2 m Länge, die aufeinander geschichtet waren. Am andern Rohrende war eine Laval-Düse angeschlossen, die mit dem evakuierten Überschallkanal des Institutes (61a) verbunden war. Die Luft wurde aus dem Raume angesaugt. Auf möglichst geringe Luftbewegung am Eintritt des Einlauftrichters wurde geachtet.

Messungen:

Der statische Druck längs des Rohres wurde mit 0,8 mm \emptyset statischen Druckanschlußbohrungen gegenüber Atmosphäre gemessen. Ferner wurde

der Grenzschichtzustand längs des Rohres mit dem Stethoskop (61c) geprüft, das an die statischen Druckanschlüsse angeschlossen wurde. Durch die Laval-Düse am hintern Rohrende wurde eine konstante Luftgeschwindigkeit erreicht und Störungen von der Antriebsseite auf die Rohrgrenzschicht wurden vermieden. Mit dieser Versuchsanordnung konnte die Rohrströmung bis zu beträchtlichen Reynolds'schen Zahlen laminar gehalten werden, wobei allerdings beschleunigte Strömung vorhanden war. Der größte Staudruck am Rohrende in Rohrmitte mit laminarer Grenzschicht bis zum Rohrende betrug 180 kg/m^2 , entsprechend einer Geschwindigkeit von $56,5 \text{ m/sec}$ in Rohrmitte. Die rechnerische Auswertung nach *L. Schiller* (83) ergab am Rohrende eine gesamt Grenzschichtdicke $\delta = 6,2 \text{ mm}$ und folgende Reynolds'sche Zahlen:

$$Re_{\theta_1} = 2400, Re_{\delta_1^*} = 6450 \text{ und } N_1 = \frac{1}{3}(Re_{\delta_1^*})^2 = 13,9 \cdot 10^6, \text{ wobei}$$

$$Re_{\theta_1} = \frac{U \cdot \theta_1}{\nu}; \quad \theta_1 = \int_0^{\delta} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) \cdot \frac{r}{R} d(R - r);$$

$U =$ Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht,

$$Re_{\delta_1^*} = \frac{U \delta_1^*}{\nu}; \quad \delta_1^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U}\right) \cdot \frac{r}{R} d(R - r);$$

$u =$ Geschwindigkeit in der Grenzschicht,

$r =$ laufender Radius, $R =$ Rohrradius $= 0,0125 \text{ m}$.

Zur Bestimmung der Turbulenz wurden bisher häufig Kugel- oder Hitzdrahtmessungen durchgeführt. Bei sehr schwacher äußerer Turbulenz wird besonders der Kugelversuch unsicher. Für viele Zwecke, z. B. für die Übertragung von Windkanalversuchen an Laminarprofilen auf den Zustand im Fluge, interessieren hauptsächlich die Re_{θ_1} -Werte, die mit einer flachen Druckverteilung laminar erreicht werden können; wie diese Werte erreicht werden, ist oft weniger wichtig.

3. KAPITEL

Laminarprofile mit weit hinten erfolgreichem Umschlag (ohne Grenzschichtabsaugung)

1. Allgemeine Überlegungen

Da der Umschlag meistens nach einem schwachen Druckanstieg erfolgt, dürften zur längeren Laminarhaltung der Grenzschicht Profilformen vorteilhaft sein, die eine flache Druckverteilung und einen weit hinten liegenden Druckanstieg aufweisen. Die flache Druckverteilung ergibt geringere Übergeschwindigkeiten und dadurch höhere Masch'sche Zahlen ohne Verdichtungsstöße. Ablösungen im Druckanstiegsgebiet müssen selbstverständlich vermieden werden.

Profile mit solchen Druckverteilungen weisen die größte Dicke in $(0,4 \div 0,5) t$ von vorn auf.

2. Vorversuche an Laminarprofilen bei stoßfreiem Eintritt *)

Einige schwach gewölbte Laminarprofile verschiedener Dicke wurden nach diesen Überlegungen entworfen (Fig. 9).

Der Profilwiderstand wurde bei stoßfreiem Eintritt bei verschiedenen $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ mit der Impulsmethode (siehe etwa (61c)) bestimmt (Fig. 10).

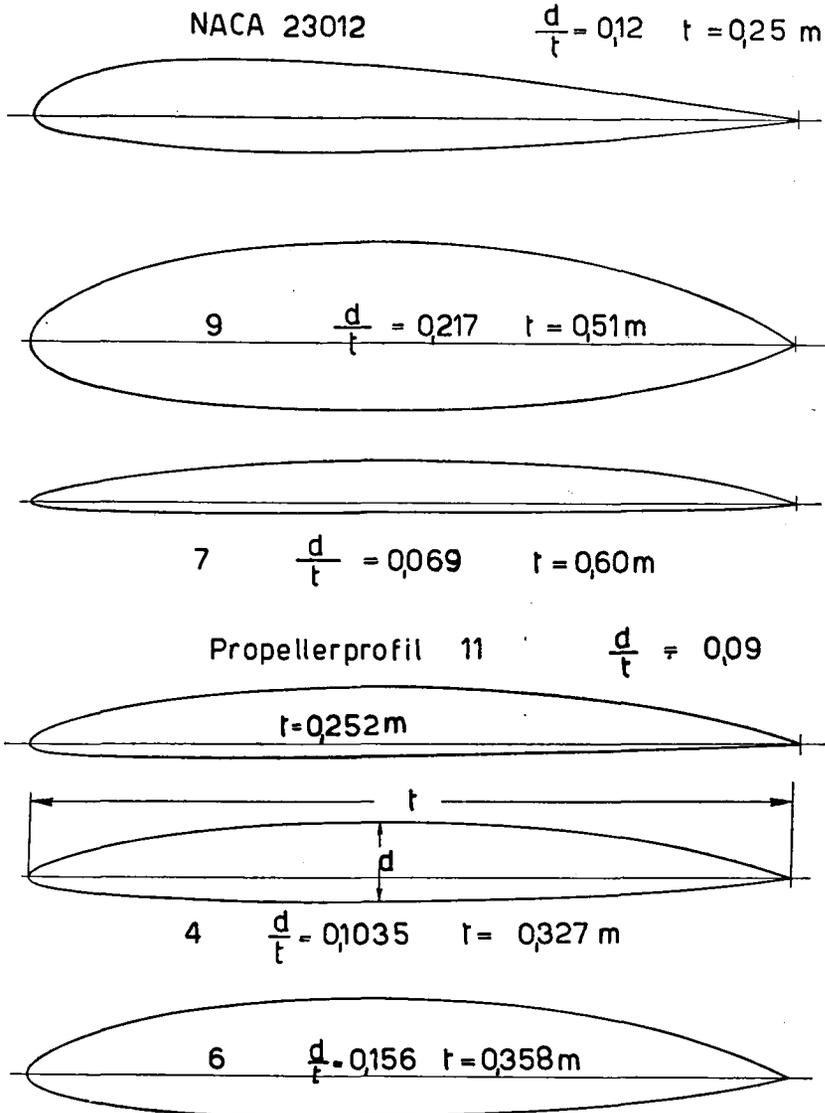


Fig. 9. Laminarprofile verschiedener Dicke und NACA 23012-Profil.

*) Stoßfreier Eintritt: keine Umströmung der Profilmittellinie an der Flügel Nase.

Die untersuchten Laminarprofile sind bei größeren Re bisher üblichen Profilen gleicher Dicke widerstandsmäßig überlegen (Vergleich mit dem NACA-23012 Profil). Mit steigenden Re sinkt $c_{w\infty}$ stärker als bei bisher üblichen Profilen. Der Widerstandsanstieg bei größeren Re , bedingt durch das raschere Nachvornwandern des Umschlags infolge der äußeren Turbulenz, beginnt bei höheren Reynolds'schen Zahlen als bei bisher verwendeten Profilen.

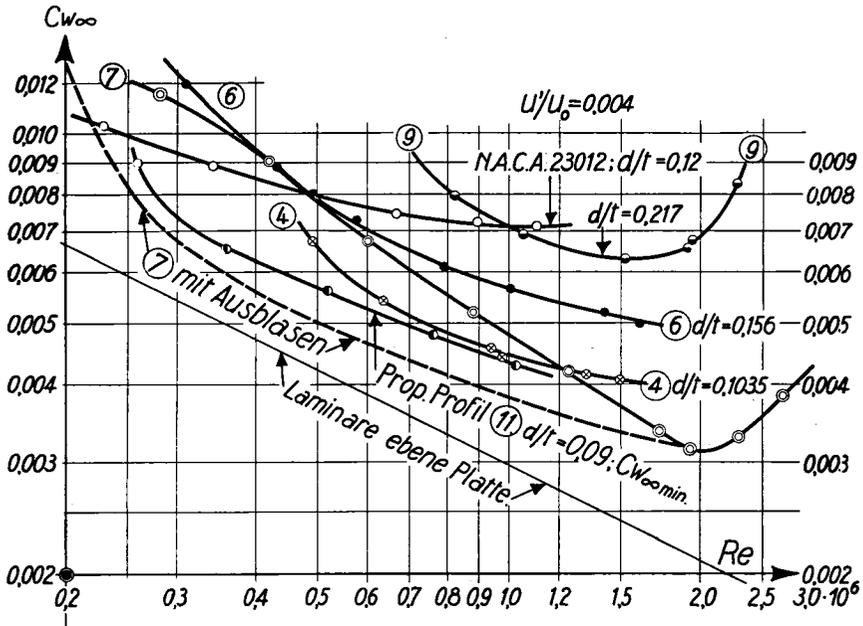


Fig. 10. Profilwiderstand $c_{w\infty}(Re)$ (Impulsmessungen) der Laminarprofile von Fig. 9 und des NACA 23012-Profiles bei stoßfreiem Eintritt. Der Widerstandsanstieg bei größeren Re ist durch die Windkanalturbulenz bedingt.

Bei kleineren Re werden die Laminarprofile widerstandsmäßig ungünstiger, da die Grenzschicht zu lange laminar bleibt und dadurch im hinteren Teil des Profils laminar ablöst und nicht mehr einwandfrei turbulent wiederanliegt (Stethoskopbeobachtungen). Der Druckwiderstand wird dadurch stark vergrößert. Durch künstliches Turbulentmachen der Grenzschicht in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes kann in vielen Fällen eine stärkere laminare Ablösung verhindert und ein turbulentes Wiederanliegen der Grenzschicht erreicht werden, verbunden mit einer entsprechenden Widerstandsverminderung. So konnte der Widerstand des dünnen Laminarprofils Nr. 7 bei kleineren Re wesentlich verringert werden durch Ausblasen von Luft aus feinen Blaslöchern, wodurch die Grenzschicht in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes turbulent wurde.

Die Blaslöcher von 0,8 mm \varnothing und 5 mm Länge standen senkrecht zur Flügeloberfläche und befanden sich auf der Ober- bzw. Unterseite 133 mm bzw. 91 mm vor der Hinterkante. Die Flügeltiefe war $t = 0,60$ m. Die Lochteilung betrug 26 mm. Die Gesamtenergie der Blasluft vor den Blaslöchern

war praktisch gleich dem ungestörten Gesamtdruck im Kanal. Hinter den Blaslöchern entstanden turbulente Keile (Beobachtungen mit Stethoskop und Petrolruß-Anstrich), die sich rasch vereinigten, wodurch die Grenzschicht über die ganze Spannweite turbulent wurde.

Der mittlere Profilwiderstand $\overline{c_{w\infty}}$ über eine Lochteilung wurde mit der Impulsmethode bei verschiedenen $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ gemessen. Es ergaben sich folgende Widerstände:

$$\begin{array}{cccc} Re = 1,65 \cdot 10^6 & 1,13 \cdot 10^6 & 0,76 \cdot 10^6 & 0,52 \cdot 10^6 \\ \overline{c_{w\infty}} = 0,0033 & 0,00365 & 0,00425 & 0,0053 \end{array}$$

$c_{w\infty}$ wurde hauptsächlich im Bereich $Re = (0,6 \div 1,7) \times 10^6$ vermindert.

Eine weitere geringe Widerstandsverringering bei kleineren Re ($0,3 \cdot 10^6 \div 0,6 \cdot 10^6$) wurde erreicht, wenn die 0,8 mm \varnothing Blaslöcher weiter vorn am Flügel angebracht wurden (155 mm bzw. 110 mm vor der Hinterkante auf Ober- bzw. Unterseite) bei gleicher Lochteilung.

Meßergebnisse:

$$\begin{array}{cccc} Re = 0,33 \cdot 10^6 & 0,50 \cdot 10^6 & 0,68 \cdot 10^6 & 1,10 \cdot 10^6 \\ \overline{c_{w\infty}} = 0,0063 & 0,0051 & 0,0045 & 0,00395 \end{array}$$

Bei größeren Re ist $c_{w\infty}$ größer als bei den weiter hinten liegenden Blaslöchern.

Die gestrichelte $c_{w\infty}$ -Kurve von Fig. 10 des Profils Nr. 7 gibt die optimalen $c_{w\infty}$ -Werte an bei günstigster Lage der Blaslöcher in Tiefenrichtung.

Weitere Versuche zeigten, daß die Lochteilung, der Loch-Durchmesser und der Gesamtdruck vor den Blaslöchern in weiten Grenzen variiert werden können, um die Grenzschicht bei kleineren Re künstlich turbulent werden zu lassen. Grenzschichtmessungen an der Flügelhinterkante mit und ohne Blaslöcher ergaben bei kleineren Re wesentlich dünnere und völliger Grenzschichten (größere δ^*/θ -Werte) bei Ausblasen von Luft in die Grenzschicht.

Ähnliche Versuche zeigten, daß eine laminare Grenzschicht auch durch andere Maßnahmen an einer gewünschten Stelle turbulent gemacht werden kann (Absätze in der Oberfläche, starke Rauigkeiten etc.), siehe z. B. die Versuche mit dem 6 % dicken Profil Nr. 32 mit Störungen (siehe Anhang 1). Gleich wirkt auch eine Vergrößerung des Anstellwinkels über den Winkel des stoßfreien Eintritts hinaus, um bei kleineren Re auf der Oberseite ein turbulentes Wiederanliegen und damit einen geringeren Profilwiderstand zu erreichen, siehe Profilwiderstandspolaren des Propellerprofils Nr. 11 bei kleineren Re (Fig. 11).

3. Laminarprofile für Propeller

Auf Grund der obigen Vorversuche wurden Propellerprofile mit möglichst günstigen Profilgleit Zahlen bei mäßigen c_a und mit geringen Übergeschwindigkeiten entwickelt. Als Beispiel werden einige Meßergebnisse eines 9 % dicken Propellerprofils (Nr. 11) gezeigt, siehe Fig. 11).

Die zugehörigen Profilkoordinaten sind aus der Koordinatentabelle ersichtlich (Seite 97).

Der untersuchte Flügel war ein Rechteck-Flügel von $b = 1,50$ m Spannweite, $t = 0,252$ m Tiefe und $F = 0,376$ m² Projektionsfläche (= Bezugsfläche). Die Flügelenden wurden von vorn gesehen halbrund abgerundet (siehe z. B. (61c)). $b^2/F = 5,98$.

Messungen:

$$a) \text{ Bestimmung von } c_a = \frac{A}{q_0 \cdot F}, \quad c_w = \frac{W}{q_0 \cdot F}, \quad c_{m_{t/4}} = \frac{M_{t/4}}{q_0 \cdot F \cdot t}$$

bei verschiedenen Anstellwinkeln mittels 3-Komponenten-Messungen,

b) Impulsmessungen (Gesamtdruck und statischer Druck) 0,146 m hinter dem Flügel in einem Flügelschnitt 0,22 m seitlich der Flügel-Symmetrieebene außerhalb der Aufhängebeschläge bei verschiedenen $Re = U_0 \cdot t/\nu$ und c_a ,

c) Umschlagsmessungen mit dem Stethoskop 0,22 m seitlich der Flügel-Symmetrieebene bei verschiedenen Re und c_a (Umschlagsbeginn und Beginn der ausgebildeten turbulenten Grenzschicht).

Als Bezugslinie für α wurde die Skelettsehne gewählt. Der Bezugspunkt für $c_{m_{t/4}}$ ($c_{m_{t/4}} > 0$ α -vergrößernd) liegt in $t/4$ von vorn auf dieser.

Die Strahlkorrekturen für den Abwind und den induzierten Widerstand beim geschlossenen Kanal wurden nach *de Haller* (84) berechnet.

Die Impulsmessungen wurden wie üblich ausgewertet. Der lokale Auftriebsbeiwert c_a an der Impulsmeßstelle wurde gleich $1,10 \times \bar{c}_a$ gesetzt.

Einige Meßergebnisse sind aus Fig. 11 ersichtlich: c_a ($c_{w\infty}$) bei verschiedenen Re (Impulsmessungen), Beginn der ausgebildeten turbulenten Grenzschicht auf Ober- und Unterseite bei verschiedenen c_a und Re ,

$$\left. \begin{array}{l} c_a(\alpha) \\ c_{m_{t/4}}(\alpha) \end{array} \right\} \text{ bei } Re = 0,76 \cdot 10^6.$$

In einem optimalen c_a -Bereich, der mit wachsenden Re kleiner wird, erfolgt der Umschlag auf beiden Flügelseiten weit hinten, wodurch sich niedrige Profilwiderstände ergeben. Beim Überschreiten dieses Bereiches nimmt der Widerstand zu und der Umschlag rückt auf Ober- bzw. Unterseite rasch nach vorn, bedingt durch das Auftreten einer Sogspitze an der Flügel-nase infolge Anstellwinkel. Bei größeren c_a erfolgt auf der Oberseite eine leichte lokale turbulente Ablösung (Wolffaden- und Stethoskopbeobachtung). $c_{w\infty \text{ opt}}$ sinkt mit steigenden Re etwas langsamer als die laminare Reibung der ebenen Platte. Bei größeren Re ergeben sich günstige Profilgleit-zahlen bei mäßigen c_a -Werten. Bei kleineren Re und stoßfreiem Eintritt wird $c_{w\infty}$ verschlechtert, da die Grenzschicht der Flügeloberseite laminar ablöst und nicht mehr turbulent wiederanliegt (Stethoskopbeobachtung). Erst bei größeren c_a wird die laminare Grenzschicht durch die beginnende Sogspitze auf der Oberseite an der Flügel-nase so stark gestört, daß der Umschlag rechtzeitig erfolgt, um ein turbulentes Wiederanliegen der Grenzschicht bei kleineren Re zu erreichen (Stethoskopbeobachtung). $c_{w\infty}$ nimmt dann mit wachsendem c_a ab und $c_{w\infty \text{ opt}}$ liegt bei wesentlich größeren c_a als dem stoßfreien Eintritt entsprechen würde. Eine ähnliche Verminderung von $c_{w\infty}$ mit steigenden c_a hatte sich auch bei früheren Messungen an gewöhnlichen Profilen bei kleineren Re ergeben (Göttinger Lieferungen I—IV (80), *F. Schmitz* (81), N. A. C. A.-Messungen (82) etc.).

Der Auftriebs- und Längsmomentenverlauf $c_{m1/4}$ ist im optimalen c_a -Bereich normal. Bei größeren Anstellwinkeln zeigen sich in $c_a(\alpha)$ und $c_{m1/4}(\alpha)$ Unstetigkeiten, herrührend von der Änderung der wirksamen Profilwölbung durch die Grenzschichtverdickung auf der Flügeloberseite infolge Nachvornwandern des Umschlags beim Überschreiten des optimalen c_a -Bereichs.

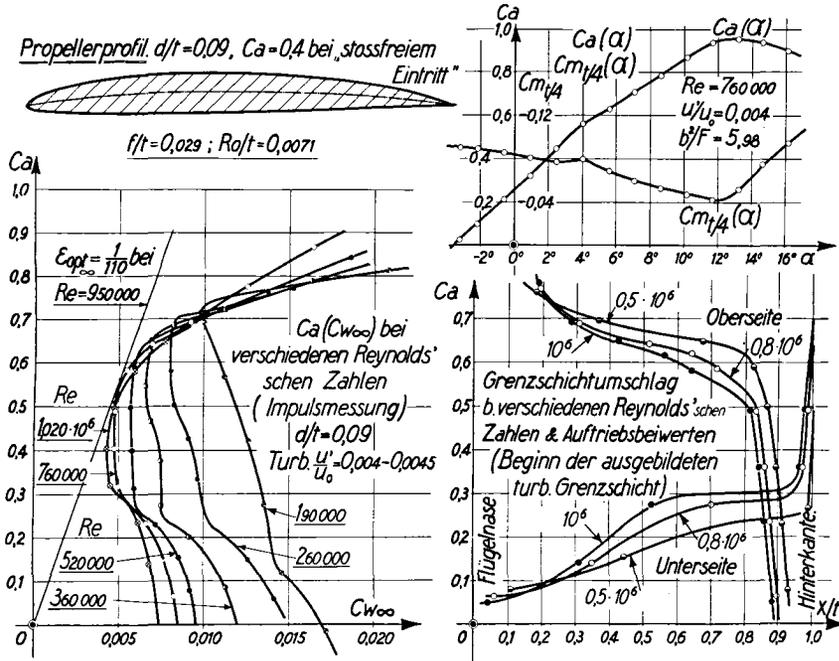


Fig. 11. Propellerprofil 11, $d/t = 0,09$, $t = 0,25$ m. Profilwiderstandspolaren (Impulsmessungen) bei verschiedenen Re ; Umschlagslagen (Stethoskopbeobachtungen) bei verschiedenen c_a und Re ; $c_a(\alpha)$ und $c_{m1/4}(\alpha)$.

Die Anwendung von Laminarprofilen für Propeller vermindert deren Reibungsverluste. Durch die kleineren Übergeschwindigkeiten beginnen Verdichtungsstöße bei höheren Mach'schen Zahlen als bei bisher üblichen Profilen. Die Verwendung von Laminarprofilen für Propeller dürfte eher auf breitere, prozentuell dünnere Blätter mit relativ niedrigen c_a -Werten im Normalflug führen. Dadurch ergeben sich wiederum höhere zulässige Mach'sche Zahlen und ein größerer Startschub.

4. Laminarprofile für Tragflügel

Von guten Tragflügelprofilen wird eine hohe Geschwindigkeitsspanne $\frac{c_{a\max}}{c_{w\infty\min}}$, d.h. niedriger Widerstand im Normalflug und möglichst hoher Maximalauftrieb mit ausgefahrenen Landhilfen verlangt. Erwünscht sind ferner kleine Übergeschwindigkeiten, um hohe Mach'sche Zahlen ohne Verdichtungsstöße zu erreichen, niedrige Sturzflugmomente c_{m0} , stetiges Längs-

momentenverhalten, günstige statische Verhältnisse für Biegung und Torsion des Flügels und günstige Einbauverhältnisse für Landeklappen. Diese sollen neben der Landung auch den Start wesentlich verbessern und sollen wenn möglich über die ganze Spannweite reichen.

Auf Grund dieser Forderungen wurden einige Laminarprofile entwickelt, die für Tragflügel geeignet sein dürften. Die Profilformen eines 10 % und 14 % dicken Laminarprofils sind aus der Fig. 12 und der Koordinatentabelle ersichtlich (Seite 97).

Profildaten :

prozentuelle Profildicke	$d/t = 0,10$ in 0,49 t von vorn,
prozentuelle Wölbung der Profilmittellinie	$f/t = 0,006$ in 0,5 t von vorn, $R_0/t = 0,009$ ($R_0 =$ Nasenkrümmungsradius)
Tiefe	$t = 0,74$ m.
	$d/t = 0,14$ in 0,44 t von vorn,
	$f/t = 0,0245$ in 0,41 t von vorn, $R_0/t = 0,019$
	$t = 0,70$ m.

Die Profilhinterkante läuft spitz aus. Dadurch wurde das Längsmomentenverhalten gegenüber Laminarprofilen mit stumpfer Hinterkante verbessert, wie eigene Versuche an Laminarprofilen mit verschiedenen Hinterkantenwinkeln gezeigt hatten. Das 14 % dicke Profil weist einen weit hinten liegenden S-Schlag auf, wodurch c_{m0} niedrig gehalten werden konnte, ohne den Umschlag auf der Oberseite wesentlich nach vorn zu rücken.

$c_{w\infty min}$ wurde bei verschiedenen Re mit der Impulsmethode bestimmt (siehe Fig. 7). Die Druckverteilungen p/q_0 längs der Tiefe und die Umschlagslage sind aus Fig. 4 und 5 ersichtlich.

Die Druckverteilungen beider Profile sind flach. Druckanstieg und Umschlag erfolgen weit hinten, wodurch sich niedrige $c_{w\infty min}$ ergeben. Bei größeren Re ($> 2 \cdot 10^6$) wird der Widerstand durch den Einfluß der Kanal-turbulenz verschlechtert, bedingt durch das raschere Nachvornwandern des Umschlags infolge einer äußeren Turbulenz (Fig. 8). Nachrechnungen des Profilverwiderstandes bei $Re = 2 \cdot 10^6$ an verschiedenen dicken Laminarprofilen bei den experimentell festgestellten Umschlagslagen ergaben, daß der Widerstandsanstieg mit der Profildicke in erster Linie bedingt ist durch früheren Umschlag bei größerer Profildicke, erst in zweiter Linie durch erhöhten Druckwiderstand und vermehrte Oberflächenreibung infolge größeren Übergeschwindigkeiten bei dickeren Profilen.

Zur Prüfung geeigneter Landehilfen und Querruder für Laminarprofile wurden am 14 % dicken Laminarprofil (Fig. 12) 3-Komponentenmessungen an einem Rechteckflügel von $b = 1,50$ m Spannweite und $t = 0,250$ m Tiefe durchgeführt (Flügelenden von vorn gesehen halbrund abgerundet). Fig. 13 zeigt die untersuchten Landehilfen im eingefahrenen Zustand. Als Landehilfe wurde eine über die ganze Spannweite reichende 0,348 t tiefe Fowlerklappe C verwendet. Diese reicht etwas über den Hauptflügel nach hinten hinaus und ermöglicht so die Anlenkung eines 0,125 t tiefen, ebenfalls über

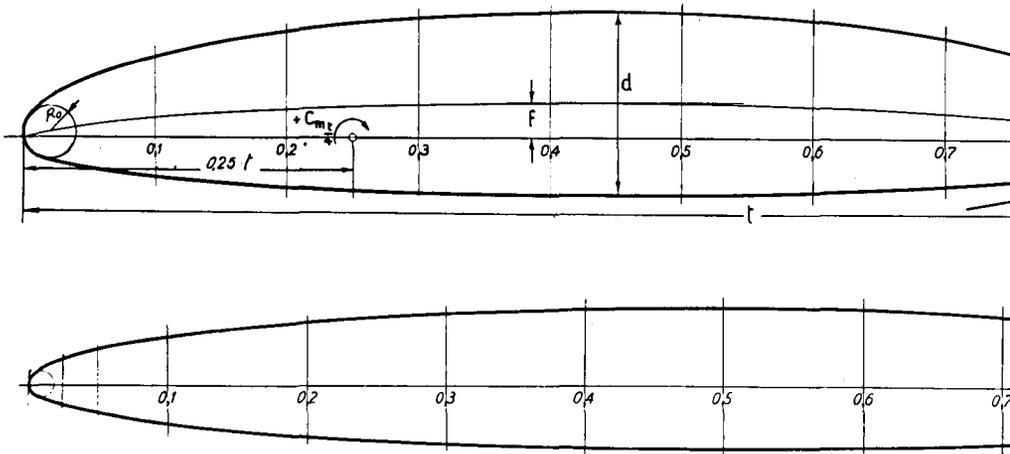


Fig. 12. Laminarprofile für Tragflügel, $d/t = 0,10$, $t = 0,74$ m; $d/t =$

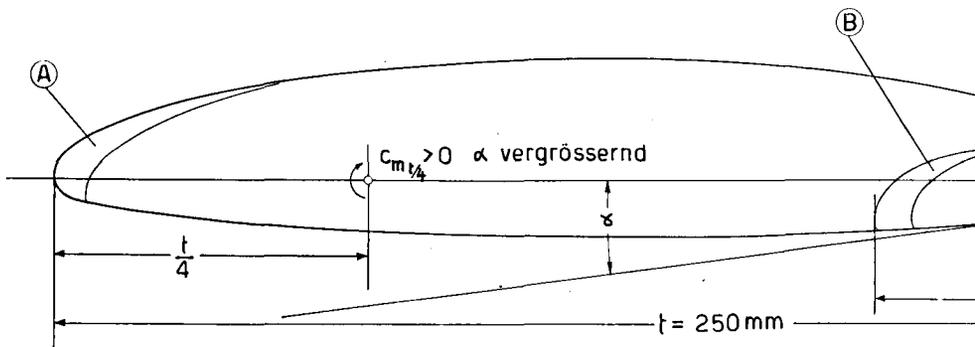


Fig. 13. Laminarprofil für Tragflügel mit Landehilfen (eingefahren), d/t

A = vorderer Vorflügel am Hauptprofil, C = Fowlerklappe ($t_F =$
 B = Vorflügel an der Fowlerklappe, D = Hinterkantenruder

die ganze Spannweite reichenden Hinterkantenquerruders **D**. Im Normalflug dient dieses als Verwindung, wobei sich kleine Klappenbetätigungsmomente ergeben, während im Langsamflug die ausgefahrenen Fowlerklappen die Quersteuerung übernehmen könnten, eventuell in Kombination mit dem Hinterkantenruder. Auf diese Weise läßt sich die Fowlerklappe über die ganze Spannweite bauen.

Eine weitere $c_{a\ max}$ -Steigerung bei ausgeschlagenen Fowlerklappen könnte durch zusätzlichen Ausschlag des Hinterkantenruders **D**, ferner durch Ausfahren eines Vorflügels **B** und **A** an der Fowlerklappe **C** und am Hauptprofil erreicht werden. Um mit eingefahrenem vorderen Vorflügel **A** ein frühes Turbulentwerden der Grenzschicht auf der Flügeloberseite im Normalflug zu vermeiden, wurde der Vorflügel **A** in die Hauptflügeloberseite etwas eingelassen und so ein sauberer Übergang erzielt.

Impulsmessungen zeigten, daß der Profilwiderstand durch den Einbau der Landehilfen bei $Re = 1,07 \cdot 10^6$ nicht meßbar vergrößert wurde, sofern der Spalt zwischen Fowlerklappe und Hinterkantenruder abgedichtet wurde. In der Großausführung sollten wahrscheinlich auch die Fugen zwischen dem Hauptflügel und beiden Vorflügel abgedichtet werden.

Die einspringende Ecke auf der Flügeloberseite zwischen Hauptflügel und Hinterkantenruder erhöht den Schnellflugwiderstand ebenfalls nicht meßbar (nach Impulsmessungen).

Zusammenstellung der Hochauftriebsmessungen ($Re = (0,70 \div 0,75) \cdot 10^6$):

$\beta_F =$ Fowlerklappenausschlag, $\beta_Q =$ Hinterkantenruderausschlag.

Zustand	$c_{a\ max}$
Fowlerklappe C ausgefahren, beide Vorflügel A und B eingezogen.	
$\beta_F = 52^\circ, \beta_Q = 0^\circ$, Hinterkantenruderspalt offen	2,82
$\beta_F = 52^\circ, \beta_Q = 0^\circ$, „ geschlossen	2,79
$\beta_F = 48^\circ, \beta_Q = 31^\circ$, „ offen	3,12
$\beta_F = 48^\circ, \beta_Q = 30^\circ$, „ geschlossen	2,885
Fowlerklappe C und Fowlerklappenvorflügel B ausgefahren, Vorflügel A am Hauptflügel eingefahren.	
$\beta_F = 69^\circ, \beta_Q = 0^\circ, 15^\circ$, Hinterkantenruderspalt geschlossen	3,42
$\beta_F = 69^\circ, \beta_Q = 18^\circ$, „ offen	3,605
Fowlerklappe C und beide Vorflügel A und B ausgefahren.	
$\beta_F = 69^\circ, \beta_Q = 0^\circ, 5^\circ$, Hinterkantenruderspalt geschlossen	3,93
$\beta_F = 69^\circ, \beta_Q = 14^\circ$, „ offen	4,05
Fowlerklappe C und vorderer Vorflügel A ausgefahren, Fowlerklappenvorflügel B eingefahren.	
$\beta_F = 47^\circ, \beta_Q = 0^\circ$, Hinterkantenruderspalt geschlossen	3,40
$\beta_F = 47^\circ, \beta_Q = 0^\circ$, „ offen	3,43
$\beta_F = 44^\circ, \beta_Q = 18^\circ$, „ geschlossen	3,49
$\beta_F = 44^\circ, \beta_Q = 27^\circ$, „ offen	3,68

$c_{a\ max}$ ist bezogen auf die Flügeltiefe bei eingefahrenen Landeklappen.

Die Wirkung des 12,5 % t tiefen Hinterkantenruders wurde bei eingefahrenen Landehilfen gesondert untersucht (Drei-Komponenten- und Impulsmessungen bei verschiedenen Ruderausschlägen β_Q).

c_a und $c_{m_{t/4}}$ (> 0 α -vergrößernd) wurden bei verschiedenen α mittels Drei-Komponenten-Messungen, $c_{w\infty}$ durch Impulsmessungen 0,15 m hinter dem Flügel in 0,11 m seitlichem Abstand von der Flügel-Symmetrieebene gemessen. Als Bezugslinie für α wurde die Skelettsehne gewählt; der Bezugspunkt für $c_{m_{t/4}}$ liegt in $t/4$ von vorn auf dieser. Der lokale Auftriebsbeiwert an der Impuls-Meßstelle wurde gleich $1,10 \times \bar{c}_a$ gesetzt. Die Reynolds'sche Zahl betrug bei den Drei-Komponenten- bzw. Impulsmessungen

$$Re = \frac{U_0 \cdot t}{\nu} = 0,80 \cdot 10^6 \text{ bzw. } 1,07 \cdot 10^6.$$

Die Meßergebnisse sind aus den Fig. 14—16 ersichtlich.

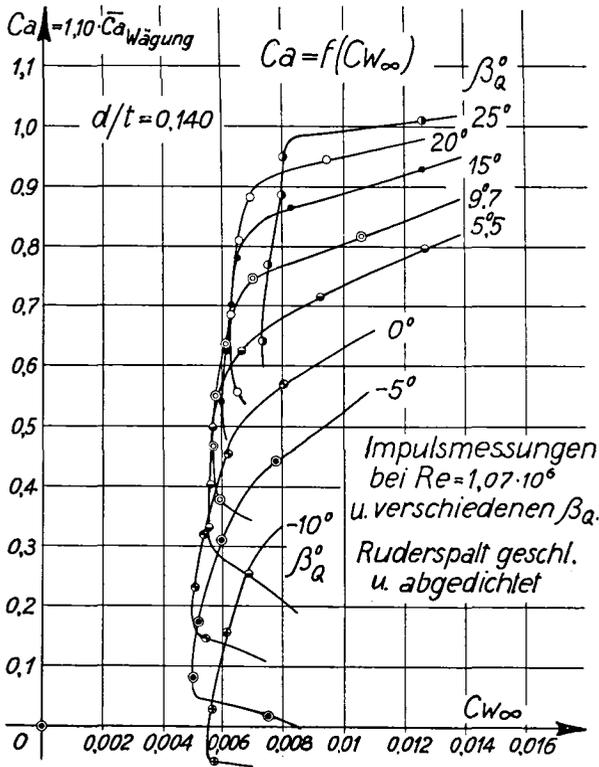


Fig. 14. Laminarprofil für Tragflügel, $d/t = 0,14$, $t = 0,250$ m (Fig. 13). Profilwiderstandspolaren (Impulsmessungen) bei verschiedenen Hinterkantenruderausschlägen β_Q . Ruderspalt zwischen Ober- und Unterseite abgedichtet. $Re = 1,07 \cdot 10^6$.

Im Normalflog ergibt sich durch Ausschlag des über die ganze Spannweite reichenden Hinterkantenruders eine günstige Hüllpolare mit niedrigen Profilwiderständen in einem beträchtlichen c_a -Bereich (siehe Fig. 14).

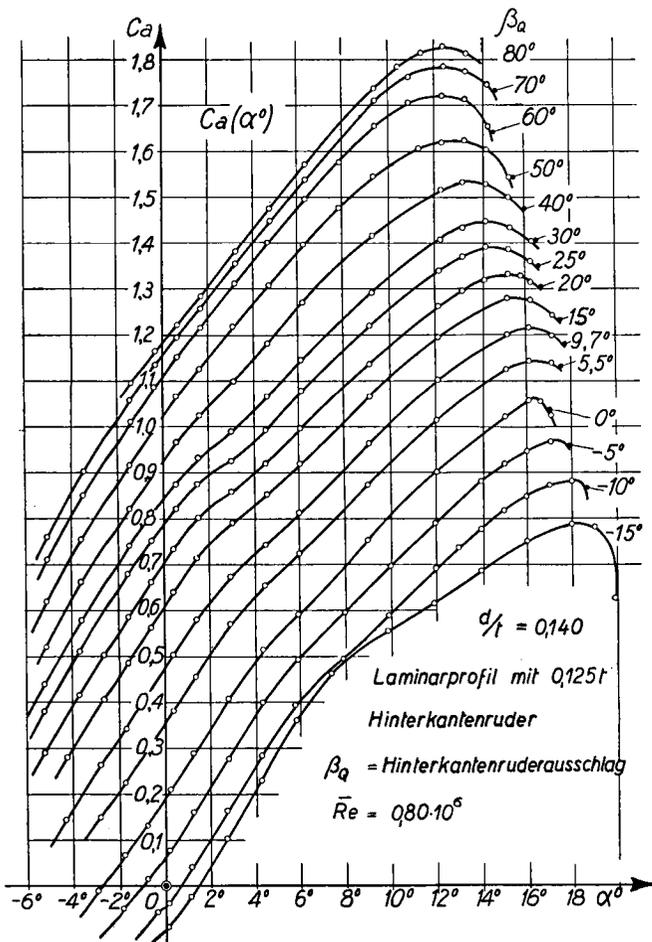
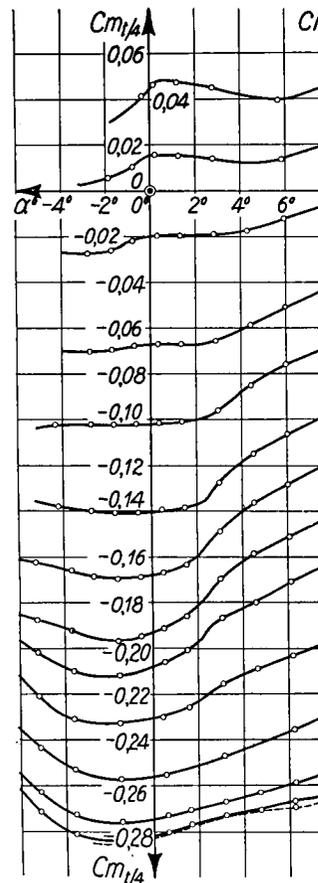
Laminarprofil $d/t = 0,140$ mit $C_{m_{1/4}}(\alpha)$ bei verschiedenen

Fig. 15 u. 16. Laminarprofil für Tragflügel, $d/t = 0,14$, $t = 0,250$ m (Fig. 13), $b =$ Rechteckflügel mit abgerundeten Enden. $c_a(\alpha)$ und $c_{m_{1/4}}(\alpha)$ bei verschiedenen Hinterkantenrudern zwischen Ober- und Unterseite abgedichtet.

Die Umschlagslage wird im opt. c_a -Bereich durch mäßige Ausschläge dieses schmalen Ruders nur wenig nach vorn verschoben (Stethoskopbeobachtungen). Durch die einspringende Ecke auf der Flügeloberseite zwischen Hauptflügel und Ruder wird im optimalen c_a -Bereich eine lokale Ablösung auf der Ruderoberseite bis $\beta_Q = 20^\circ$ vermieden, nach Stethoskop- und Wollfadenbeobachtungen, und so ein niedriger Profilwiderstand bei größeren positiven Ruderwinkeln erreicht.

Bei $\beta_Q = -5^\circ$ und -10° wurde die Grenzschicht am Ruderbeginn auf der Flügelunterseite durch Anbringen eines einspringenden Absatzes (Fig. 13) künstlich turbulent gemacht, um eine stärkere laminare Ablösung auf der Ruderunterseite zu vermeiden und ein turbulentes Wiederanliegen zu erreichen.

Stethoskop-Beobachtungen zeigten, daß die Grenzschicht der Flügelunterseite bei $\beta_Q \leq -5^\circ$ ohne künstliche Grenzschichtbeeinflussung laminar ablöste und nicht mehr einwandfrei turbulent wieder anlag. Entsprechend ergaben sich (nach Impulsmessungen) relativ große Profilwiderstände. Durch Anbringen des einspringenden Absatzes F auf der Unterseite 23 mm vor der Klappennase wurde die Grenzschicht bei $Re = 1,07 \cdot 10^6$ $0 \div 5$ mm hinter dieser turbulent (nach Stethoskop-Feststellungen) und der Profilwiderstand vermindert (Impulsmessungen Fig. 14).

Der Verlauf von c_a und $c_{m_{t/4}}$ über α ist für verschiedene Ruderausschläge β_Q aus den Fig. 15 und 16 ersichtlich.

Durch Ausschlag des Hinterkantenruders wird c_a relativ stark geändert, wodurch sich für den Normflug ausreichende Rollmomente ergeben dürften. Bei $\beta_Q = 0^\circ$ beträgt der Maximalauftrieb ohne Landehilfen $c_{a \max} = 1,06$. Der Abreißanstellwinkel ist eher größer als bei bisher üblichen Profilen gleicher Dicke. Der Auftriebsanstieg ist im opt. c_a -Bereich normal und nimmt bei größeren α stark ab, wodurch sich eher geringere positive Böenbeanspruchungen als bei bisher normalen Profilen gleicher Dicke und Wölbung erreichen lassen. Das Nullmoment beträgt bei $\beta_Q = 0^\circ$ $c_{m_0} = -0,027$ und kann durch schwache negative Ruderausschläge beliebig kleingehalten werden. Der Längsmomentenverlauf dürfte bei mäßigen β_Q genügend stetig sein.

4. KAPITEL

Laminare Grenzschichtabsaugung, Allgemeines

1. Zielsetzung

Die Versuche von Kapitel 3 zeigten, daß durch geeignete Profilform der Profilwiderstand erheblich gesenkt werden kann. Mit wachsender Profildicke steigt der Widerstand verhältnismäßig stark an, hauptsächlich bedingt durch den früheren Umschlag bei größerer Profildicke. Wesentlich geringere Widerstände wären möglich durch vollständige Laminarhaltung der Grenzschicht bis zur Hinterkante. Bei größeren Reynolds'schen Zahlen würden sich dann auch mit dickeren Profilen sehr niedrige Widerstände ergeben (siehe Fig. 1 und 2).

Im folgenden wurden deshalb Versuche mit dem Ziel unternommen, dickere Profile zu entwickeln, bei denen die Grenzschicht bei großen Reynolds'schen Zahlen im Fluge in einem genügenden c_a -Bereich bis zur Hinterkante laminar bleibt. Um hohe Mach'sche Zahlen ohne Verdichtungsstöße zu erreichen, sind geringe maximale Übergeschwindigkeiten erwünscht, d. h. die Druckverteilung soll bis weit hinten gleichmäßig sein.

Die vollständige Laminarhaltung der Grenzschicht bis zur Hinterkante wurde bei den vorliegenden Versuchen durch Grenzschichtabsaugung ermöglicht.

2. Wirkungsweise der laminaren Grenzschichtabsaugung

Die Absaugung einer laminaren Grenzschicht hat verschiedene Wirkungen:

a) Erhöhung des laminaren Druckanstieges.

Nach Kapitel 2, 1 erfolgt ohne Grenzschichtabsaugung der Umschlag bei schwachem laminarem Druckanstieg, bedingt durch laminare Ablösung der Grenzschicht. Durch Entfernen der wandnahen bei Druckanstieg stark verzögerten Grenzschichtteile mit Hilfe der Absaugung (in einzelnen Schlitzen oder mit Flächenabsaugung) könnte die laminare Ablösung und damit der Umschlag auch bei beträchtlichen Druckanstiegen vermieden werden. Günstig wirkt dabei in vielen Fällen die sogenannte Senkenwirkung, indem die als Senke wirkende Absaugstelle in ihrer Umgebung ein zusätzliches Druckfeld mit beschleunigter Strömung erzeugt. Dessen Überlagern mit der äußeren Strömung ergibt an der Absaugstelle einen stärkeren Druckanstieg vom Zustand unmittelbar vor der Absaugstelle bis zum Staupunkt nach dem Absaugschlitz. Dadurch wird der übrige Druckanstieg längs der Wand entsprechend vermindert.

b) Erreichung höherer Reynolds'scher Zahlen $Re = \frac{U_0 \cdot t}{\nu}$ mit laminaren Grenzschichten.

Nach Kapitel 2, 2 (Einfluß einer äußeren Turbulenz auf den Umschlag) wird bei gegebener äußerer Turbulenz laminar eine maximale kritische Reynolds'sche Zahl $Re_{\theta_{kr.}} = \left(\frac{U \cdot \theta}{\nu}\right)_{kr.}$ erreicht (U = Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht). Da durch Grenzschichtabsaugung das Anwachsen von θ bzw. Re_{θ} längs der Tiefe vermindert werden kann, sollten bei gleichen maximal zulässigen Reynolds'schen Zahlen $Re_{\theta_{kr.}}$ höhere $Re = \frac{U_0 \cdot t}{\nu}$ erreichbar sein.

c) Durch Grenzschichtabsaugung und Wiederbeschleunigung der Absaugluft auf die ungestörte Anblasgeschwindigkeit kann ein Teil der relativ großen kinetischen Nachstromenergie der laminaren Grenzschicht wieder zurückgewonnen und so die Antriebsleistung vermindert werden. Auf die Möglichkeit, durch Ausnützung der kinetischen Nachstromenergie die Antriebsleistung von Flugzeugen zu verringern, wies erstmals Prof. *Ackeret* (65) hin.

d) Mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung könnte die Grenzschicht in einem größeren Anstellwinkelbereich vollständig laminar gehalten werden trotz den dabei auftretenden höheren Druckanstiegen, wodurch der c_a -Bereich mit niedrigem Widerstand vergrößert würde.

3. Problemstellung

Die vollständige Laminarhaltung der Grenzschicht an dickeren Profilen bei größeren Reynolds'schen Zahlen mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung bedeutet die Laminarhaltung einer Grenzschicht bei hohen Re bei gleichzeitig hohem Druckanstieg. Zur Erreichung möglichst niedriger Widerstände müssen die Verluste in den Absaugschlitzen vermindert werden. Die nach den Absaugschlitzen weitergehende Grenzschicht soll durch die Absaugung selbst nicht zusätzlich gestört werden.

Daneben müssen die üblichen an Tragflügel zu stellenden Forderungen beachtet werden (siehe Kap. 3, 4).

Ein Tragflügel mit laminarer Grenzschichtabsaugung soll bei gleicher Festigkeit und Steifigkeit nicht viel schwerer werden als übliche Flügel ohne Absaugung.

Bei der Durchführung der Versuche wurden die mit der laminaren Grenzschichtabsaugung zusammenhängenden Probleme zunächst schrittweise einzeln untersucht und allmählich miteinander kombiniert. Der Gang der Versuche war folgender:

1. Versuch mit laminarer Grenzschichtabsaugung an einem 6,75 % dicken schwach gewölbten Profil mit einem einzelnen Absaugschlitz in 77 % t von vorn auf der Oberseite, um die prinzipielle Brauchbarkeit der Grenzschichtabsaugung zur Laminarhaltung zu prüfen (Kap. 4, 4).

2. Studium des laminaren Druckanstiegs mit Grenzschichtabsaugung in einzelnen Schlitzen, bei kleineren bis mittleren Reynolds'schen Zahlen Re (Kap. 5).

3. Genauere Untersuchung der Strömung in den Absaugschlitzen bei laminarer Grenzschichtabsaugung (Schlitzverluste, Senkenwirkung, Schlitzströmung etc.) (Kap. 5 und 6).

4. Versuch zur Erreichung höherer Reynolds'scher Zahlen mit laminaren Grenzschichten mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung bei bewußt geringem äußeren Druckanstieg und normaler Windkanalturbulenz (Kap. 7, Versuche an einem dünnen symmetrischen Profil mit Absaugung).

5. Untersuchung der laminaren Grenzschichtabsaugung bei stärkerem Druckanstieg und größeren Reynolds'schen Zahlen an einem 10,5 % dicken schwach gewölbten Profil mit bisher üblicher Dickenverteilung (ohne eine längere flache Druckverteilung vor dem Druckanstieg) (Kap. 8).

4. Bisherige Entwicklung der laminaren Grenzschichtabsaugung

a) *B. M. Jones* vermutete 1928 (1) erstmals, daß eine Grenzschicht mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung vielleicht länger laminar gehalten werden könnte, wodurch der Reibungswiderstand vermindert würde.

b) *L. Prandtl* berechnete die laminare Grenzschichtentwicklung mit Absaugung bei Druckanstieg, wobei $\lambda_{\text{Pohlhausen}} = -12$ vorausgesetzt wurde ((72), S. 117, 118).

c) Laminare Absaugversuche an einem 6,75 % dicken schwach gewölbten Profil. Daß durch Grenzschichtabsaugung eine vollständige Laminarhaltung der Grenzschicht und niedrige Profilwiderstände möglich sind, zeigte der erste orientierende Versuch mit einem 6,75 % dicken schwach gewölbten Profil mit einem einzelnen Absaugschlitz in 77 % t von vorn auf der Oberseite (Herbst 1940 und Winter 1940/41).

Das untersuchte Profil (2) mit dem Absaugschlitz ist aus der Fig. 17 ersichtlich. Der Flügel wurde zwischen Endscheiben im Windkanal des Instituts montiert.

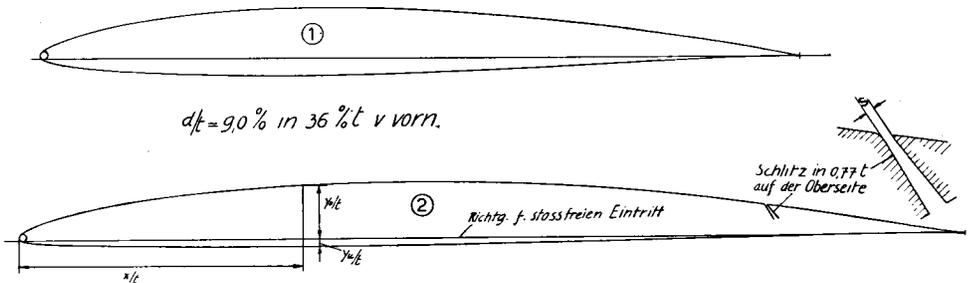


Fig. 17. Laminares Absaugprofil 2 mit einem einzelnen Absaugschlitz auf der Oberseite. $d/t = 0,0675$ in $0,394 t$ von vorn. Profil 1 $d/t = 0,09$ ohne Absaugung.

Daten: Tiefe $t = 0,451$ m,
 Profildicke $d/t = 0,0675$ in $0,394 t$ von vorn,
 Nasenkrümmungsradius $R_0/t = 0,0035$.

Schlitz in $0,77 t$ von vorn auf der Oberseite, kleinste Schlitzweite $s = 1,3$ mm und $s = 0,9$ mm, Winkel zwischen Schlitz und Oberfläche = 45° nach hinten.

Der Absaugschlitz wurde als Diffusor mit 8° Öffnungswinkel ausgebildet, um einen Teil der kinetischen Energie der Absaugluft in Druck umzusetzen, um so kleinere Unterdrücke in der Absaugkammer und kleinere Drücke und Leistungen für das Absauggebläse zu erhalten. Die Ausbildung des Absaugschlitzes als Diffusor zum Zwecke einer teilweisen Umsetzung der Geschwindigkeitsenergie der Absaugluft in Druck wurde erstmals von A. Gerber (69) auf Vorschlag von Prof. Ackeret bei turbulenten Absaugversuchen erfolgreich angewandt.

Der Schlitzeinlauf wurde festgelegt auf Grund einer von Prof. Ackeret angeregten Diplomarbeit von H. Bleuler. Die Schlitzströmung wurde von H. Bleuler als freier Strahl mit konstantem Druck längs dem Strahlrand behandelt, unter Voraussetzung reibungsfreier Strömung.

Widerstandsmessungen

Bezeichnungen:

t = Flügeltiefe = $0,451$ m,
 l = Schlitzlänge = $0,324$ m,
 F = Bezugsfläche ($t \cdot l$) = $0,146$ m²,
 s = kleinste Schlitzweite,

- g_0 = ungestörter Gesamtdruck außerhalb der Grenzschicht oder Delle, gemessen gegenüber Atmosphäre,
 p_0 = statischer Druck in der Mitte der einen Seitenwand des Windkanals am Anfang der Meßstrecke, gemessen gegenüber Atmosphäre,
 q_0 = Anblasstaudruck = $g_0 - p_0$ (kg/m²),
 $U_0 = \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot q_0}$ = Anblasgeschwindigkeit (m/sec),
 p_a = statischer Druck in der Mitte der Absaugkammer, gemessen gegenüber p_0 (kg/m²),
 Δp_g = Absauggebläsedruck (kg/m²),
 u_L = mittlere Geschwindigkeit der Absaugluft quer zum Flügel in der Absaugkammer an der Stelle der statischen Druckmessung ($u_L = \frac{\text{Absaugmenge}}{\text{Querschnitt der Absaugkammer}}$ an dieser Stelle),
 u_A = Austrittsgeschwindigkeit der Absaugluft nach hinten in Anströmrichtung (m/sec),
 Q_a = Absaugmenge (m³/s), gemessen mit einer geeichten Venturi-Düse von 17,4 mm Ø im engsten Querschnitt und 28,0 mm Ø vor der Düse,
 δ^* = Verdrängungsdicke vor dem Absaugschlitz,
 $Q_{\delta^*} = U \cdot \delta^* \cdot l$, wo U = Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht vor dem Schlitz,
 $Re = \frac{U_0 \cdot t}{\nu}$ (Reynolds'sche Zahl).

Widerstände:

- W_∞ = gesamter, für den Antrieb maßgebender Profilwiderstand,
 W_∞' = Widerstandsanteil der Delle,
 W_g = Widerstandsanteil des Absauggebläses.

Dimensionslose Beiwerte:

- $c_Q = \frac{Q_a}{U_0 \cdot F} = \text{Absaugmengenbeiwert},$
 $c_{p_g} = \frac{\Delta p_g}{q_0} = \text{Absauggebläse-Druckziffer},$
 $c_{p_a} = \frac{p_a}{q_0},$
 $c_{w_\infty} = \frac{W_\infty}{q_0 F} = \text{Beiwert des gesamten Profilwiderstandes},$
 $c_{w_\infty}' = \frac{W_\infty'}{q_0 F} = \text{Beiwert des Widerstandsanteils der Delle (bestimmt durch Impulsmessungen im Nachlauf)},$
 $c_{w_g} = \frac{W_g}{q_0 F} = \text{Beiwert des Widerstandsanteils des Absauggebläses}.$

Messungen

Bei verschiedenen $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ und Absaugmengen Q_a wurde der statische Druck p_a in der Mitte der Absaugkammer (mit 0,5 mm Ø Druckanschluß-

bohrung) gemessen. Ferner wurden Impulsmessungen 0,173 m hinter dem Flügel durchgeführt. Die Schlitzweite s betrug 1,3 mm und 0,9 mm. Der Grenzschichtzustand auf der Oberseite nach dem Schlitz wurde mit einem Hitzdraht (siehe (21), 61b), durch Petrolruß-Anstrich (61c) und akustisch mit dem Stethoskop (61c) nachgeprüft.

Widerstandsauswertung bei Grenzschichtabsaugung
(siehe auch *O. Schrenk* (75)).

Die Absaugluft werde auf die Geschwindigkeit u_A nach hinten in Flugrichtung beschleunigt. Die Antriebsleistung L_g des Absauggebläses (Wirkungsgrad η_g) beträgt dann

$$L_g = \frac{Q_a \left(\frac{\rho}{2} u_A^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 \right)}{\eta_g}, \quad \text{wo } \frac{\rho}{2} u_A^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 = \text{Absauggebläsedruck.}$$

Die kinetische Energie $\frac{\rho}{2} \cdot u_L^2$ der Absaugluft in der Absaugkammer kann noch ausgenutzt werden. Druckverluste in der Absaugleitung wurden vernachlässigt.

Wenn $u_A \neq U_0$ ist, besitzt die Absaugluft weit hinter dem Flügel einen anderen Impuls als weit vorn, die Impulsänderung beträgt $\Delta J = \rho Q_a (U_0 - u_A)$ (für $u_A < U_0$ bzw. $u_A > U_0$ bedeutet ΔJ Widerstand bzw. Vortrieb).

Die Antriebsleistung zur Überwindung des Widerstandsanteils der Delle W_∞' und von $\rho Q_a (U_0 - u_A)$ beträgt, falls dafür ein Propeller (freifahrend oder in einem Tunnel eingebaut) mit dem Wirkungsgrad η_P vorgesehen wird:

$$L_P = \frac{(W_\infty' + \rho Q_a (U_0 - u_A)) \cdot U_0}{\eta_P}.$$

Die gesamte Antriebsleistung zur Überwindung des Profilwiderstandes wird:

$$L = L_g + L_P = \frac{Q_a \left(\frac{\rho}{2} u_A^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 \right)}{\eta_g} + \frac{(W_\infty' + \rho Q_a (U_0 - u_A)) \cdot U_0}{\eta_P}.$$

Je nach der Austrittsgeschwindigkeit u_A der Absaugluft wird L verschieden auf L_g und L_P verteilt. Die kleinste Gesamtantriebsleistung L_{min} ergibt sich für $\frac{\partial L}{\partial u_A} = 0$, wobei im allgemeinen Fall η_g und η_P noch von u_A abhängen können. Es wird nun vorausgesetzt, daß η_g und η_P von u_A unabhängig seien. Dann wird für

$$\frac{\partial L}{\partial u_A} = 0 : \frac{u_A}{U_0} = \frac{\eta_g}{\eta_P}.$$

Es werde weiter gleicher Wirkungsgrad von Propeller und Absauggebläse vorausgesetzt: $\eta_g = \eta_P = \eta$.

Für L_{min} wird dann $u_A = U_0$ und

$$L_{min} = \frac{Q_a \left(\frac{\rho}{2} U_0^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 \right) + W_\infty' \cdot U_0}{\eta} = \frac{W_\infty \cdot U_0}{\eta},$$

$$\text{d. h. } W_\infty = \frac{Q_a}{U_0} \left(\frac{\rho}{2} U_0^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 \right) + W'_\infty = \frac{Q_a \cdot \Delta p_g}{U_0} + W'_\infty = W_g + W'_\infty;$$

$$\text{wo } W_g = \frac{Q_a \cdot \Delta p_g}{U_0},$$

$$\Delta p_g = \frac{\rho}{2} U_0^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 = \text{Absauggebläse Druck bei Beschleunigung der Absaugluft auf } U_0.$$

Für die Widerstandsauswertung kann unter den obigen Voraussetzungen (gleicher Wirkungsgrad von Absauggebläse und Propeller, Beschleunigung der Absaugluft auf U_0 nach hinten) so gerechnet werden, wie wenn das Absauggebläse 100 % Wirkungsgrad hätte. Der gesamte, für den Antrieb maßgebende Widerstandsbeiwert wird:

$$c_{w_\infty} = \frac{W_\infty}{q_0 F} = \frac{Q_a \cdot \Delta p_g}{U_0 \cdot q_0 F} + c_{w'_\infty} = c_Q \cdot c_{p_g} + c_{w'_\infty} = c_{w_g} + c_{w'_\infty}.$$

Die Widerstandsmessungen mit Grenzschichtabsaugung wurden nach den obigen Formeln ausgewertet unter der Voraussetzung, daß Propeller und Absauggebläse gleichen Wirkungsgrad aufweisen und die Absaugluft auf U_0 nach hinten in Flugrichtung beschleunigt werde. Zum Vergleich wurde der minimale Profilwiderstand ohne Absaugung (Absaugschlitz geschlossen) des Profils (2), $d/t = 0,067$ und des Profils (1), $d/t = 0,09$ mit der Impulsmethode gemessen.

Die Meßergebnisse sind aus den Fig. 18—25 ersichtlich.

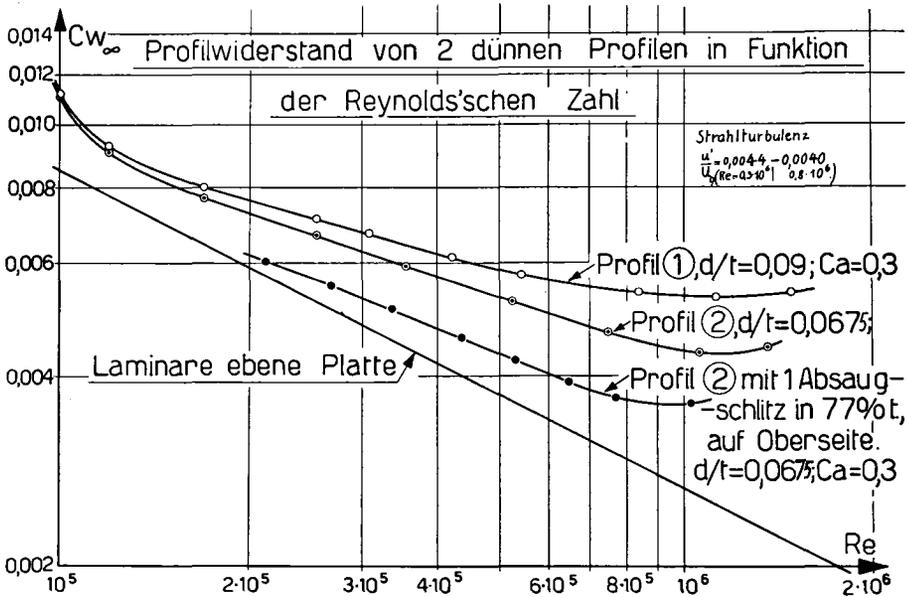


Fig. 18. Laminares Absaugprofil 2 (Fig. 17). Kleinste Schlitzweite $s = 0,9$ mm. $c_{w_\infty \text{ out}}(Re)$ ohne und mit Grenzschichtabsaugung, $c_{w_\infty}(Re)$ von Profil 1.

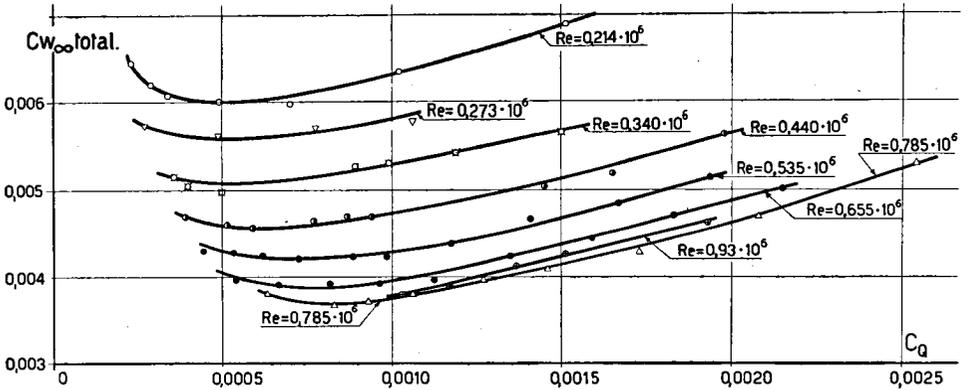


Fig. 19.

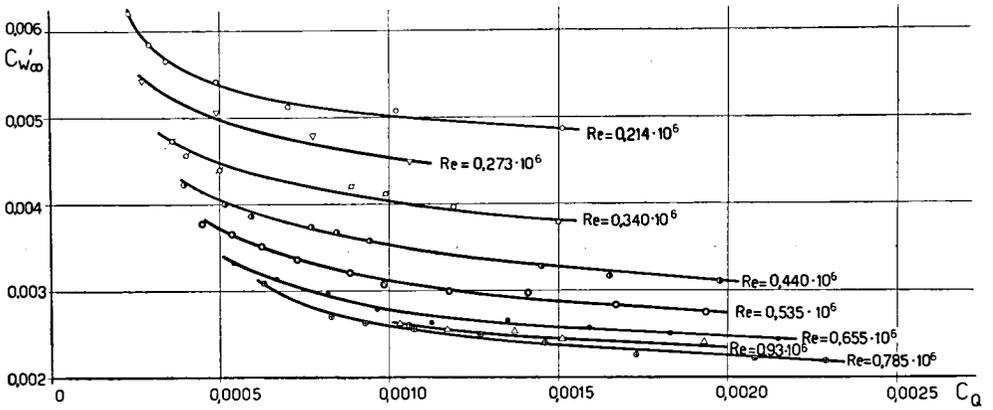


Fig. 20.

Fig. 19 u. 20. Laminares Absaugprofil 2. Gesamtwiderstand $c_{w\infty}$ (c_Q) und Widerstandsanteil der Delle $c'_{w\infty}$ (c_Q) bei verschiedenen Re , $s = 1,3$ mm.

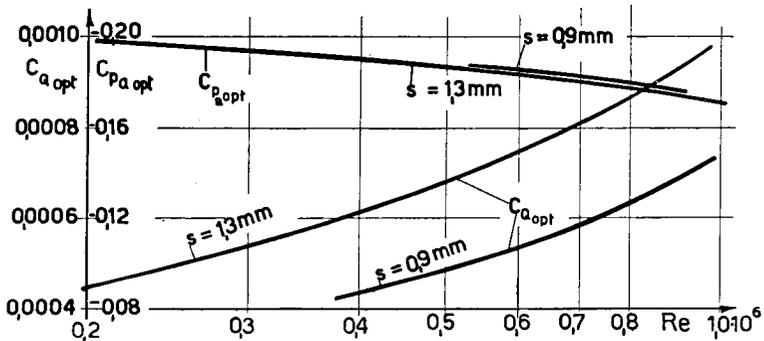


Fig. 21. Laminares Absaugprofil 2. Optimale Absaugmenge c_{Qopt} und zugehöriger statischer Druck c_{paopt} in der Absaugkammer beim optimalen Gesamtwiderstand, $s = 0,9$ mm und $1,3$ mm.

$c_{w\infty opt}(Re)$	mit $s = 0,9$ mm	Fig. 18
$c_{w\infty min}(Re)$	ohne Absaugung	
$c_{w\infty}(c_Q)$	} $s = 1,3$ mm	Fig. 19
$c_{w\infty}'(c_Q)$		Fig. 20
$c_{Qopt}(Re)$	} $s = 0,9$ mm und $s = 1,3$ mm	Fig. 21
$c_{p_{aopt}}(Re)$		

2 Hitzdrahtaufnahmen mit und ohne Absaugung (Fig. 22, 23).

2 Photos mit Petrolrußanstrich (laminar und turbulent) (Fig. 24, 25).

Durch Absaugen der Grenzschicht konnte diese bei Reynolds'schen Zahlen bis $Re = \frac{U_0 t}{\nu} = 800\,000$ auf Ober- und Unterseite vollständig laminar gehalten werden (Hitzdrahtphotos, Fig. 22, 23, und Photos, Fig. 24, 25, mit Petrolrußanstrich, Bestätigung durch Stethoskopbeobachtungen). Nach dem Absaugeschlitz waren mit dem Hitzdraht und Stethoskop im allgemeinen nur schwache langsame laminare Geschwindigkeitsschwankungen feststellbar.

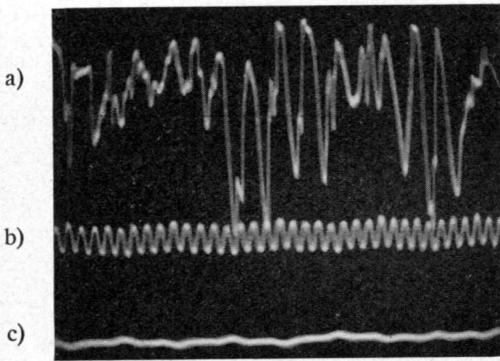


Fig. 22. Hitzdrahtaufnahme, 30 mm vor der Hinterkante auf Oberseite 0,2 mm über der Oberfläche. a) ohne Absaugung, Schlitz zu: turbulent; b) Zeitmarkierung ($f = 400/\text{sec}$); c) mit Absaugung: laminar, $c_Q = 0,0009$, $Re = 275\,000$, $u'/U_0 = 0,0044$.

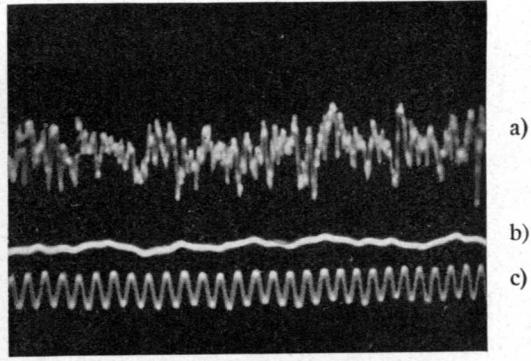


Fig. 23. Hitzdrahtaufnahme, 30 mm vor der Hinterkante auf Oberseite 0,2 mm über der Oberfläche. a) ohne Absaugung (Schlitz zu): turbulent; b) mit Absaugung ($c_Q = 0,0016$): laminar; c) Zeitmarkierung ($500/\text{sec}$), $Re = 790\,000$, $u'/U_0 = 0,0040$.

Der laminare Druckanstieg auf der Oberseite vom Druckminimum bis zur Hinterkante betrug 35 % der Druckdifferenz zwischen Staupunkt und Druckminimum.

Der niedrigste Gesamtwiderstand betrug mit $s = 0,9$ mm Schlitzweite bei $Re = 0,9 \cdot 10^6$: $c_{w\infty min} = 0,0035$ (Absaugleistung inbegriffen). Bei kleineren Re stieg $c_{w\infty}$ etwas langsamer an als die laminare Reibung der ebenen Platte. Bei größeren Re wird $c_{w\infty}$ wieder größer, da der Umschlag auf der Oberseite durch den Einfluß der Kanalturbulenz schon vor dem Absaugeschlitz erfolgt (wie Stethoskop- und Petrolrußbeobachtungen zeigten). Dadurch bleibt die

Grenzschicht nach dem Schlitz turbulent trotz stärkerer Absaugung. Ohne Absaugung ist der Widerstand deutlich größer als mit Absaugung.

Die zur Laminarhaltung notwendigen Absaugmengen c_Q waren besonders mit $s = 0,9$ mm Schlitzweite sehr klein; im allgemeinen mußte von der laminaren Grenzschicht vor dem Schlitz nur ein Bruchteil der Verdrängungsdicke δ^* weggesaugt werden (15 % bis 50 % bei $Re = 0,2 \cdot 10^6$ bis $0,9 \cdot 10^6$). (Fig. 21 $c_{Q\ opt}$ (Re) für $s = 0,9$ mm und $s = 1,3$ mm). Beim $s = 1,3$ mm breiten Absaugschlitz war die zur Laminarhaltung minimal notwendige Absaugmenge größer als bei $s = 0,9$ mm (Fig. 21). Bei zu schwacher Absaugung erfolgt eine lokale laminare Ablösung an der Absaugstelle und ein rasches Turbulentwerden der Grenzschicht nach dem Schlitz (nach Stethoskop, Petrolrußanstrich und Hitzdraht). Entsprechend steigt $c_{w\ \infty}$ bei sehr schwacher Absaugung wieder an (Fig. 19). Bei einer optimalen Absaugmenge $c_{Q\ opt}$ ergibt sich der niedrigste Widerstand $c_{w\ \infty\ min}$. $c_{Q\ opt}$ steigt mit wachsender Reynolds'scher Zahl (Fig. 21). Bei $c_Q > c_{Q\ opt}$ wächst die Oberflächenreibung nach dem Schlitz (dünnere Grenzschicht) und damit $c_{w\ \infty}$ mit c_Q .

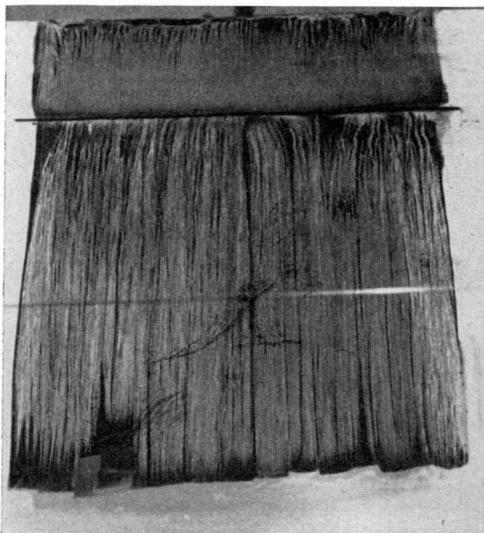


Fig. 24. Grenzschichtbeobachtung mit Petrol-Rußanstrich bei laminarer Absaugung (alles laminar bis auf die Randgrenzschicht).

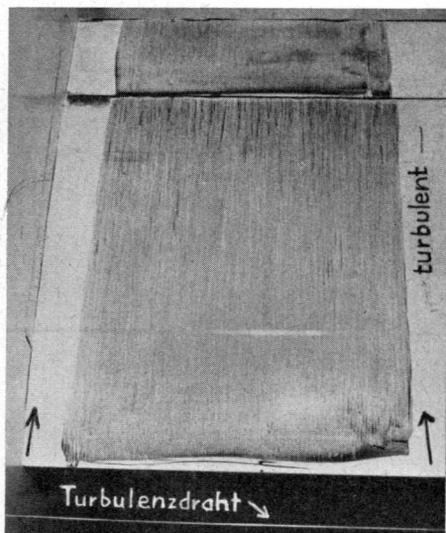


Fig. 25. Grenzschichtbeobachtung mit Petrol-Rußanstrich mit horizontalem Turbulenzdraht (größter Teil turbulent).

Die zugehörigen Unterdrücke $c_{pa\ opt}$ im Absaugkasten waren im allgemeinen klein (Fig. 21), trotzdem die Umsetzung der Geschwindigkeitsenergie der Absaugluft in Druck im Schlitzdiffusor bei laminarer Absaugung nicht besonders gut war (siehe spätere Versuche).

d) Im Zusammenhang mit diesen laminaren Absaugversuchen mit einem Einzelschlitz führte *M. Ras* im Institut für Aerodynamik, Zürich, auf Anregung von Prof. *Ackeret* Versuche mit laminarer Grenzschichtabsaugung aus mit einer Art Flächenabsaugung, bestehend aus 35 schmalen hintereinanderliegenden Schlitzten. Mit dieser Flächenabsaugung wurden laminare Druck-

anstiege bis ca. 53 % ÷ 55 % der Druckdifferenz zwischen Staupunkt und Druckminimum bei kleineren Reynolds'schen Zahlen erzielt (66), (67), (68).

e) *H. Schlichting* berechnete die laminare Grenzschichtentwicklung an einer ebenen Platte mit Flächenabsaugung bei konstanter Absaugintensität (70). Ferner berechnete *Schlichting* kürzlich die laminare Grenzschichtentwicklung mit Flächenabsaugung an einem Joukowskyprofil (71).

5. KAPITEL

Untersuchung des laminaren Druckanstiegs mit Grenzschichtabsaugung bei kleineren und mittleren Reynolds'schen Zahlen

1. Laminare Absaugversuche mit drei hintereinanderliegenden Absaugschlitzen

Die Absaugversuche mit dem 6,75 % dicken Laminarprofil ergaben bei $Re = 0,8 \cdot 10^6$ einen laminaren Druckanstieg von 35 % mit einem einzelnen Absaugschlitz. Mit Flächenabsaugung wurde ein laminarer Druckanstieg von 53 % ÷ 55 % erreicht. Weitere laminare Absaugversuche wurden mit 3 hintereinanderliegenden Absaugschlitzen in dem von *M. Ras* benützten Ansaugkanal durchgeführt, mit dem Ziel, größere laminare Druckanstiege mit relativ wenig Schlitzen zu erreichen.

Definitionen zu den Absaugversuchen mit einzelnen Schlitzen im Ansaugkanal (Kap. 5, 1, Kap. 5, 2, b, c, d, Kap. 6, 1, 6, 2).

q = Staudruck am Rande der Grenzschicht,

q_m = maximaler Staudruck am Rande der Grenzschicht an der engsten Stelle des Kanals,

$$q/q_m = 1 - \frac{\Delta p}{q_m},$$

Δp = statischer Druck an der Meßplatte oder an den Wänden des Schlitzdiffusors, gemessen mit 0,5 mm Ø Bohrungen gegenüber dem statischen Druck an der Meßplatte an der engsten Stelle des Kanals,

p_A = statischer Druck in der Absaugkammer, gemessen mit 0,5 mm Ø Bohrungen gegenüber dem statischen Druck an der Meßplatte an der engsten Stelle des Kanals,

l = Schlitzlänge = 0,40 m,

s = kleinste Schlitzweite,

δ^* = Verdrängungsdicke vor dem Schlitz (δ^* wurde jeweils aus der gemessenen Druckverteilung bei einer mittleren Absaugmenge nach Pohlhausen (43) berechnet),

Q_{δ^*} = $U \cdot \delta^* \cdot l$, wo U = Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht vor dem Absaugschlitz,

h = Versetzung der Schlitzhinterkante gegenüber dem Schlitzeinlauf, $h > 0$ bei Versetzung nach innen,

^ ^ ^ Z ^ ^ ^ ^ ^ ^ ^ ^ ^ ^ &c Z ^

CZTZZZZZc

A/////////A

Absaugkammer

Fig. 26. Laminare Absaugversuche mit 3 hintereinander liegenden einzelnen Schlitz. Versuchsanordnung.

+kh

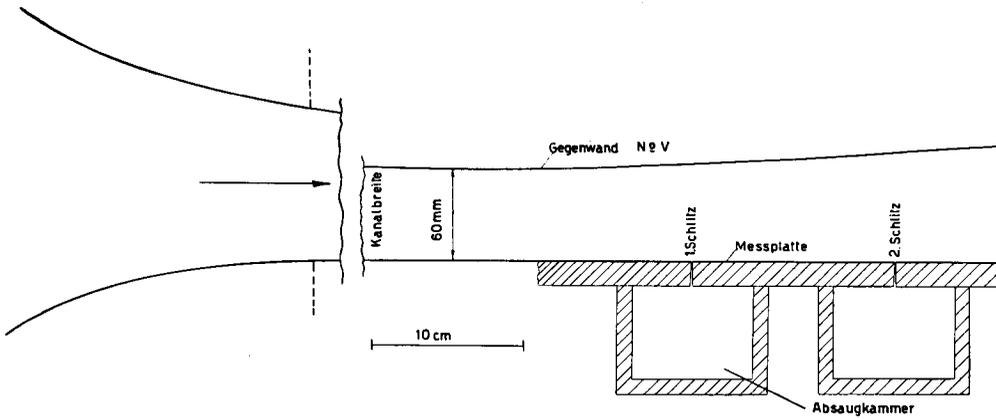


Fig. 26. Laminare Absaugversuche mit 3 hintereinander liegenden einzelnen Schlitz. Versuchsanordnung.

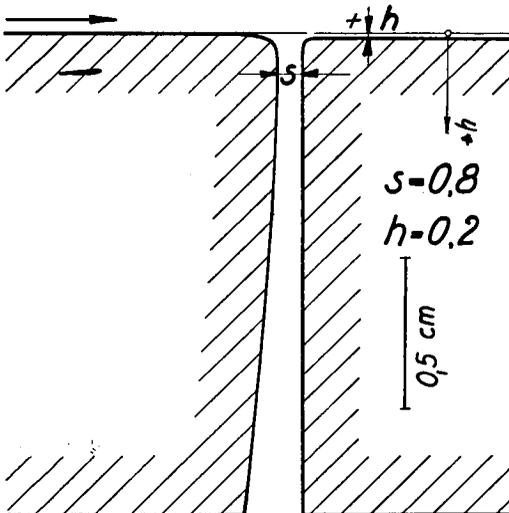


Fig. 27. Form des Absaugschlitzes a).

Q_a = Absaugmenge, gemessen mit geeichten Meßdüsen,
 v_a = Geschwindigkeit der Absaugluft am Ende des Schlitzdiffusors, bestimmt aus der Differenz des Gesamtdruckes g am Schlitzaustritt (gemessen mit einem 1,0 mm \varnothing Gesamtdruckrohr) und dem statischen Druck p_A in der Absaugkammer in der Nähe der Meßstelle für die Geschwindigkeitsverteilung.

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 26 ersichtlich.

An der ebenen Meßplatte wurden 3 Absaugschlitze angebracht, deren Form aus Fig. 27 zu ersehen ist.

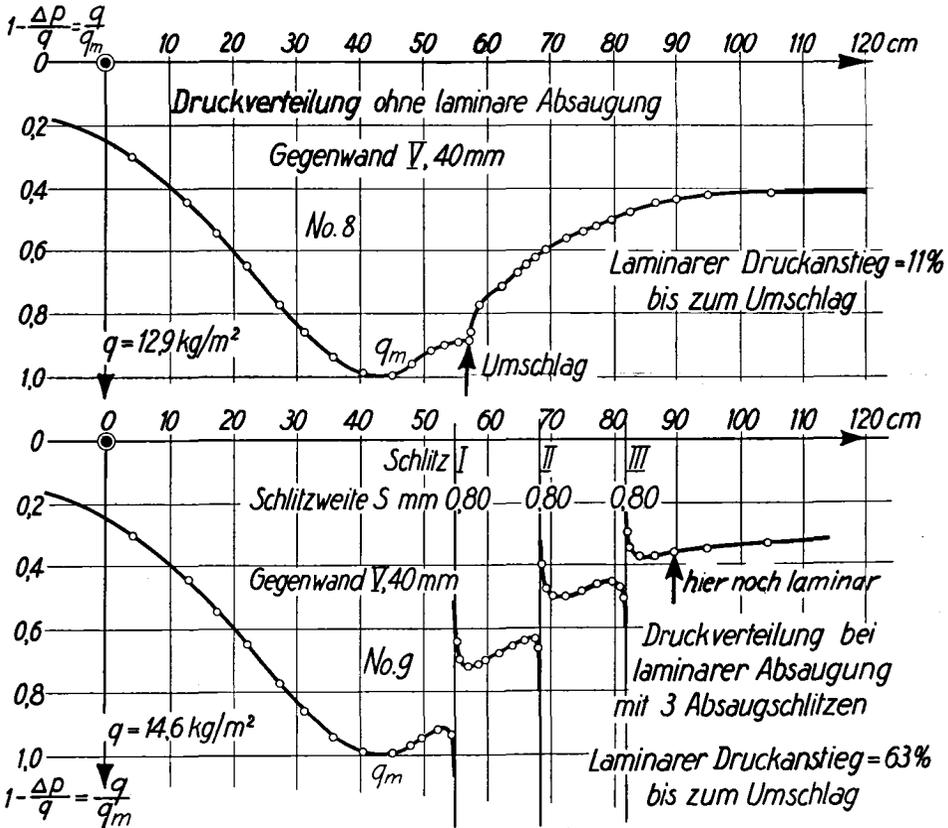


Fig. 28. Laminare Absaugversuche mit 3 Absaugschlitzen. Statischer Druck an der Meßplatte bei verschiedenen Absaugmengen und Kanalweiten.

$$q/q_m = 1 - \frac{\Delta p}{q_m} \quad b = 0,40 \text{ m.}$$

Die Schlitze standen senkrecht zur Oberfläche und wurden als Diffusoren mit kleinem Öffnungswinkel ausgebildet (Schlitzform a)). Durch Verstellen der Gegenwand Nr. V konnte die lichte Weite des Kanals und die Druckverteilung an der Meßplatte verändert werden. Die Grenzschicht der

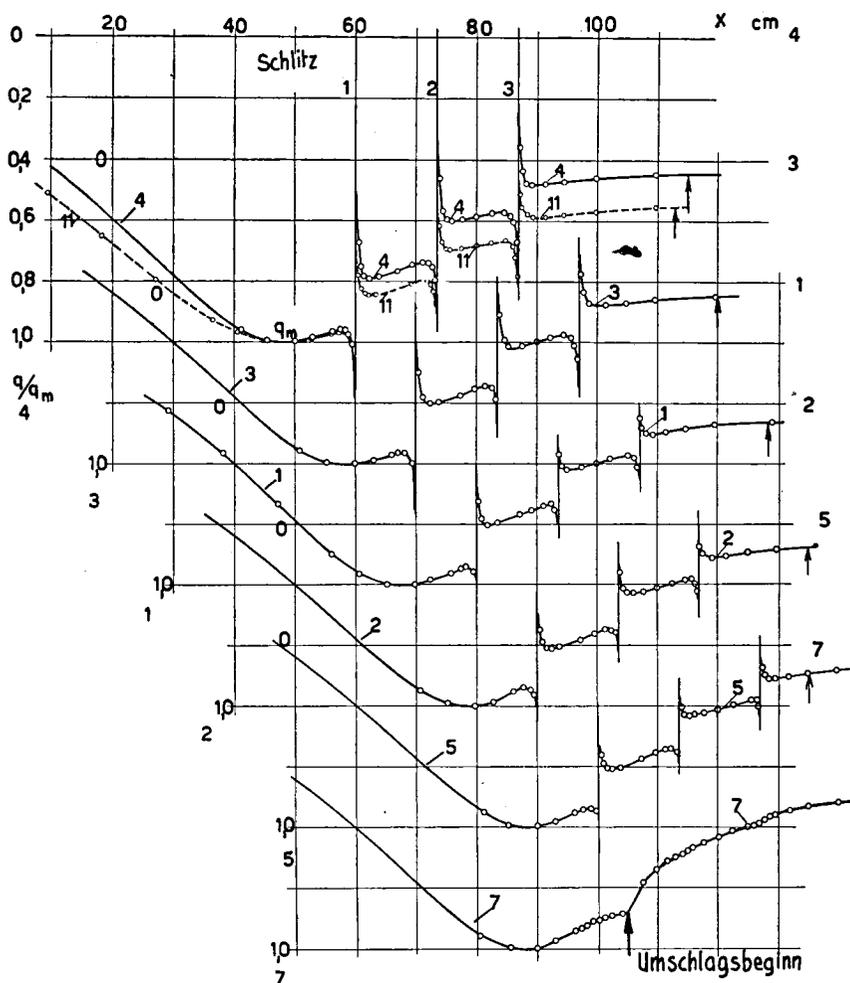


Fig. 29. Laminare Absaugversuche mit 3 Absaugschlitzen. Statischer Druck an der Meßplatte bei verschiedenen Absaugmengen und Kanalweiten.

$$q/q_m = 1 - \frac{\Delta p}{q_m} \cdot b = 0,40 \text{ m.}$$

Mit Absaugung blieb die Grenzschicht bei den Pleilen noch laminar (Hitzdraht und Stethoskop).

Tabelle zu Fig. 29.

Nr.	Kanalweite mm	q_m kg/m ²	$Q_a \cdot 10^{-3}$ m ³ /s		
			Schlitz 1	2	3
1	60	8,07	2,09	2,66	2,55
2	60	7,80	1,66	2,14	2,13
3	60	8,15	2,88	3,65	3,39
4	60	8,15	3,79	4,75	4,34
5	60	8,20	1,36	1,79	1,87
7	60	8,17	ohne Absaugung		
9	40	14,6	3,76	4,66	4,24
8	40	12,9	ohne Absaugung		
11	80	8,2	1,92	2,29	2,17

Gegenwand wurde durch Absaugung ebenfalls laminar gehalten. Die Breite der Meßplatte und die Schlitzlänge betragen 400 mm.

Die Druckverteilung längs der Meßplatte wurde bei verschiedenen Absaugmengen Q_a und Kanalweiten bestimmt. Der Grenzschichtzustand nach dem 3. Schlitz wurde mit dem Hitzdraht und Stethoskop nachgeprüft. Die Meßergebnisse sind aus den Fig. 28 und 29 ersichtlich.

Die Grenzschicht war beim Pfeil nach dem 3. Schlitz noch laminar. Mit Grenzschichtabsaugung ergaben sich bedeutend größere laminare Druckanstiege als ohne Absaugung (max. 63 % mit 40 mm Kanalweite).

Die Senkenwirkung trägt zum laminaren Druckanstieg wesentlich bei, besonders bei stärkerem äußerem Druckanstieg. Auf die Bedeutung der Senkenwirkung wurde bei turbulenter Grenzschichtabsaugung verschiedentlich hingewiesen (*Ackeret, Prandtl, O. Schrenk, Gerber* (69), (72), (73), (74), (75)).

2. Versuche mit laminarer Grenzschichtabsaugung mit einem einzelnen Absaugschlitz

Der Zweck dieser Versuche war das genauere Studium der Vorgänge in der Gegend eines Absaugschlitzes bei laminarer Grenzschichtabsaugung (Senkenwirkung, laminarer Druckanstieg bis zum Umschlag; Strömung im Absaugschlitz und Druckverluste im Schlitz).

a) *Versuche mit laminarer Grenzschichtabsaugung im Wassertank.*

α) Versuche an einem Einzelschlitz.

Einige orientierende laminare Absaugversuche wurden mit verschiedenen Schlitzformen durchgeführt. Der Absaugschlitz wurde an einem symmetrischen Profil von 10 % Dicke (in 0,43 t von vorn) und $t = 1,21$ m Tiefe in 0,71 m Abstand von vorn angebracht. Der Schlitz wurde als Diffusor mit kleinem Öffnungswinkel ausgebildet.

Das Modell wurde mit 0,1 ÷ 0,2 m/sec Geschwindigkeit durch das Wasser geschleppt. Die Strömung im Gebiet des Absaugschlitzes wurde durch aufgestreutes Aluminiumpulver sichtbar gemacht und photographiert, siehe die Strömungsbilder Fig. 30—34.

Die laminare Grenzschichtabsaugung arbeitete im allgemeinen einwandfrei selbst bei stark verschiedenen Schlitzformen und verschieden starker Absaugung. Die nichtabgesaugte nach dem Schlitz weitergehende laminare Grenzschicht wurde durch die Absaugung meistens nicht gestört. Die Strömung im Absaugschlitz löste auf der einen Schlitzseite ab.

Mit zunehmender Absaugmenge muß die Schlitzweite vergrößert werden, um hohe Geschwindigkeiten am Schlitzaustritt und entsprechend große Schlitzverluste zu vermeiden.

Bei kleineren Absaugmengen muß die Schlitzweite verringert werden, da sonst am Schlitzeinlauf eine lokale laminare Ablösung eintritt (Fig. 31 g). Die Versuche mit dem 6,75 % dicken Absaugflügel (Kap. 4, 4) und spätere laminare Absaugversuche zeigten, daß in solchen Fällen die Grenzschicht nach dem Schlitz rasch turbulent wurde (Stethoskopbeobachtung). Durch Krümmung der Profil-Oberfläche nach außen vor dem Absaugschlitz (Fig. 31) kann bei schwacher Absaugung ein stärkerer lokaler Druckanstieg vor dem Schlitz und eine laminare Ablösung erfolgen (Fig. 31 c), wodurch die Grenz-

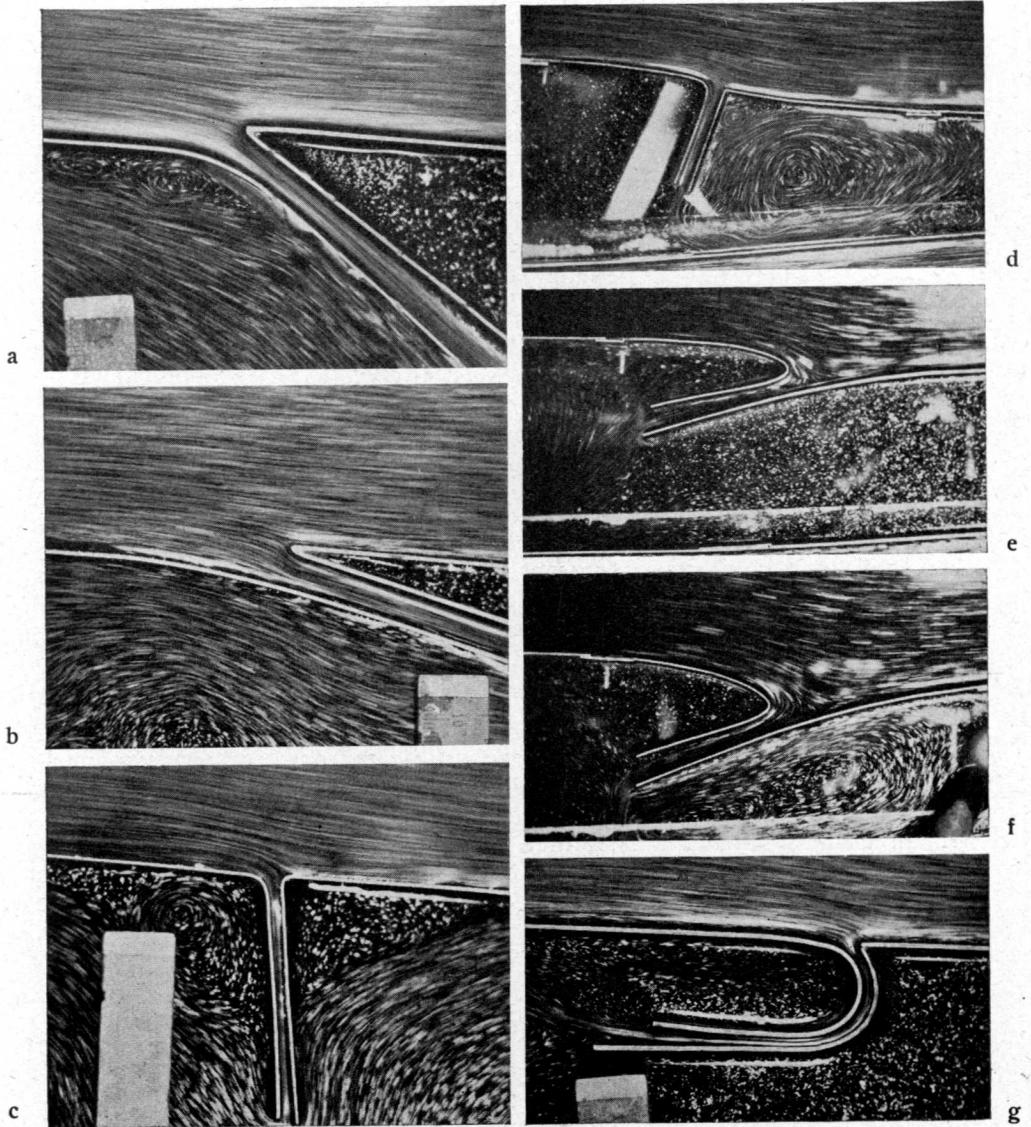
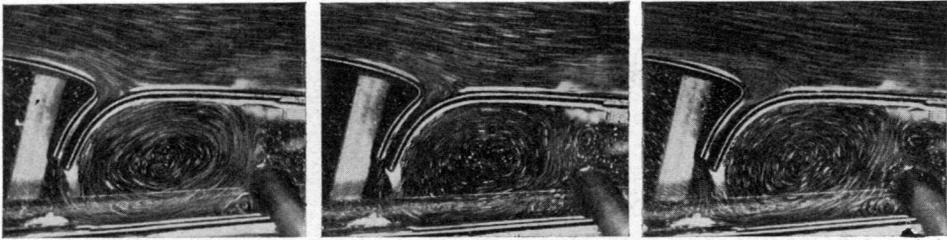


Fig. 30. Strömungsaufnahmen im Wassertank mit laminarer Grenzschichtabsaugung. Strömungsrichtung von links.

schicht nach dem Schlitz ebenfalls rasch turbulent wird. Nach vorn gekrümmte Absaugschlitze (Fig. 30e, 30f, 31a, 31b, 31c) sind in dieser Hinsicht besonders heikel.

In einigen Fällen wurde die Schlitzhinterkante gegenüber dem Schlitz-einlauf verschieden stark nach außen und innen versetzt (Fig. 30c, 31d, 31e).

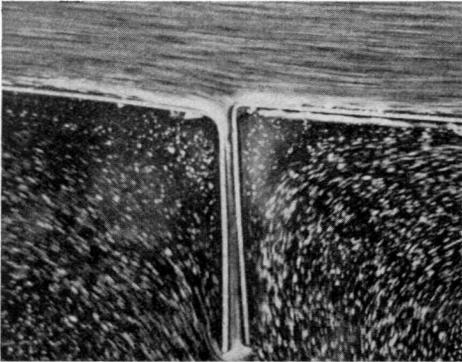
Zu starke Versetzung nach innen kann unter Umständen ebenfalls zu einer lokalen laminaren Ablösung am Schlitzeinlauf führen (Fig. 38), wo-



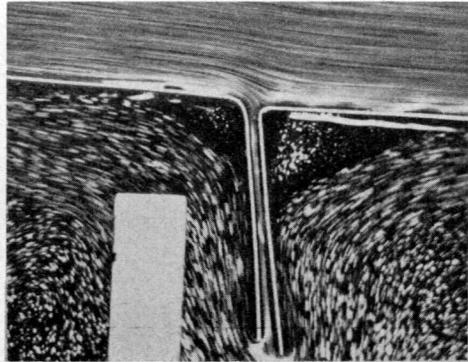
a

b

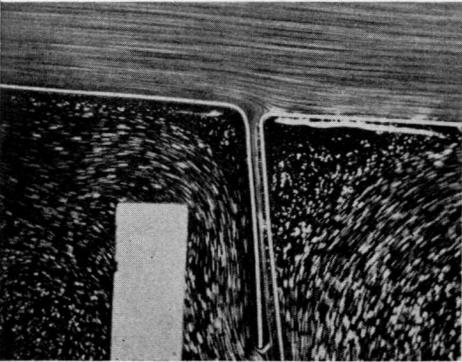
c



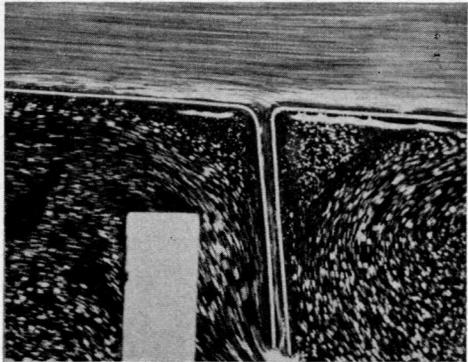
d



f



e



g

Fig. 31. Strömungsaufnahmen im Wassertank mit laminarer Grenzschichtabsaugung. Strömungsrichtung von links.

durch die laminare Absaugung unwirksam wird (siehe spätere Versuche Kap. 5, 2, Versuch *F* mit Schlitz *b* mit $h = 1,3$ mm Versetzung nach innen).

β) Ein Versuch mit mehreren hintereinanderliegenden schmalen Absaug-schlitzten (Art Flächenabsaugung) zeigt, wie die laminare Grenzschicht ins Flügelinnere hineinsickert (Fig. 32).

γ) An einem dünnen symmetrischen Profil wurde die laminare Grenz-schicht an der Flügelhinterkante abgesaugt. Die ersten Absaugversuche

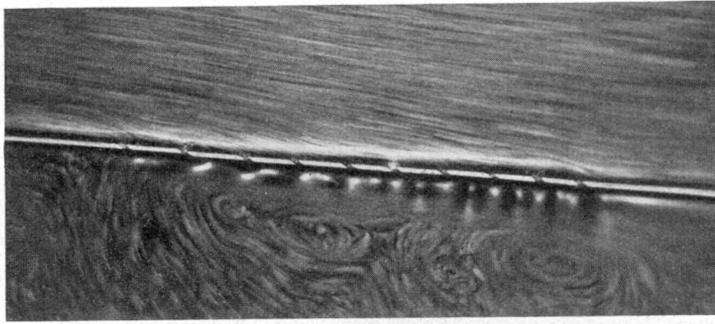


Fig. 32. Strömungsaufnahmen im Wassertank mit laminarer Grenzschichtabsaugung. Strömungsrichtung von links.

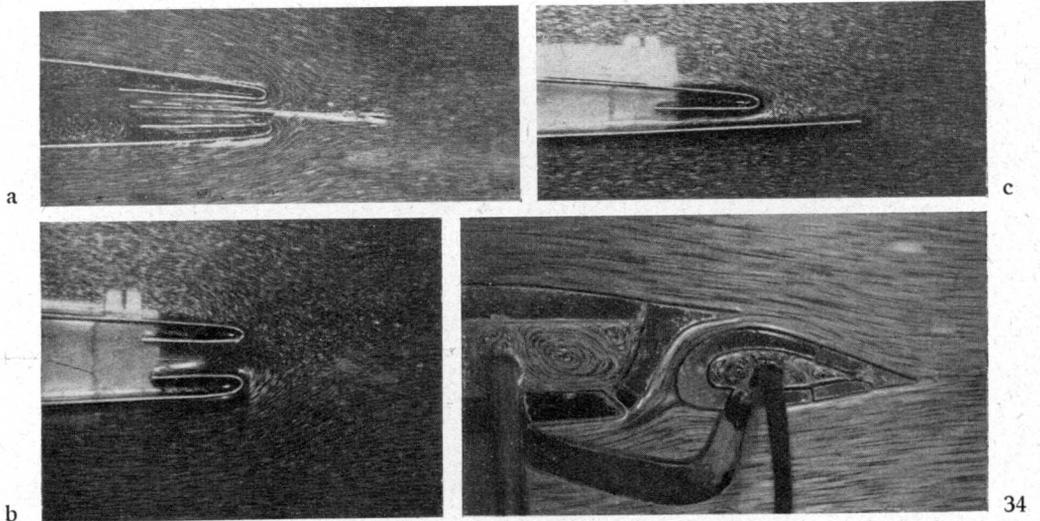


Fig. 33 und 34. Strömungsaufnahmen im Wassertank mit laminarer Grenzschichtabsaugung. Strömungsrichtung von links.

wurden ohne Zwischenwand im Absaugschlitz durchgeführt und verliefen negativ: beim Anfahren entstand nach der Absaugstelle in der freien Strömung ein Staupunkt, der bei der geringsten Störung gegen die eine oder andere Flügelseite hin wanderte (Fig. 33b).

Durch eine Zwischenwand im Schlitz wurde der hintere Staupunkt auf dieser fixiert (Fig. 33a, 33c).

Die Grenzschicht nach dem Schlitz war meistens sehr dünn.

Durch Drehen des Zwischenblechs und durch verschieden starke Absaugung auf Ober- und Unterseite kann der hintere Staupunkt verschoben und so (nach einer Bemerkung von Prof. *Ackeret*) die Zirkulation um den Flügel geändert werden.

Die laminare Hinterkantenabsaugung ist sehr empfindlich auf die Form der Flügeloberfläche kurz vor dem Schlitz. Bei zu rundem Schlitz einlauf

löst die Grenzschicht vor dem Schlitz laminar ab; bei zu spitzem Einlauf ergeben sich tiefe Unterdrücke am Schlitzeinlauf, hohe Geschwindigkeiten im Absaug Schlitz und große Schlitzverluste.

δ) Ein weiterer Versuch mit laminarer Grenzschichtabsaugung wurde im Wassertank mit einem $t = 0,61$ m tiefen Schlitzklappenflügel ($d/t = 0,158$) durchgeführt. Die Grenzschicht konnte mit Hilfe der Absaugung an Hauptflügel und Klappe bei verschiedenen Klappenausschlägen vollständig laminar gehalten werden (Fig. 34). Die Reynolds'sche Zahl betrug dabei $Re_t \cong 100\,000 \div 120\,000$.

b) *Laminare Absaugversuche mit dem Schlitz a)*, siehe Fig. 27.
Definitionen siehe Anfang von Kap. 5.

Mit der Versuchseinrichtung, die bei den laminaren Absaugversuchen mit 3 Schlitzen benützt wurde (Kap. 5, 1), wurden laminare Absaugversuche mit dem vordersten Absaug Schlitz allein durchgeführt (Schlitzform a). Die Meßplatte war eben. Es wurde über die Kanalbreite von 400 mm abgesaugt.

Gemessen wurde die Druckverteilung an der Meßplatte, wobei die kleinste Schlitzweite s , Absaugmenge Q_a , Kanalweite und Anströmgeschwindigkeit variiert wurden. Die Schlitzhinterkante konnte gegenüber dem Schlitzeinlauf verschieden hoch eingestellt werden (Versetzung $h > 0$ bei nach innen versetzter Schlitzhinterkante).

Der Einfluß der Absaugmenge Q_a bzw. $Q_a/Q\delta^*$ (δ^* = Verdrängungsdicke vor dem Schlitz), der Schlitzweite und der Versetzung der Schlitzhinterkante auf die Senkenwirkung wurden untersucht. Die Fig. 35 und 36 zeigen einige Druckverteilungen an der Meßplatte in der Gegend des Absaug Schlitzes. Die Grenzschicht blieb in den untersuchten Fällen nach dem Schlitz laminar (nach Stethoskopbeobachtungen).

Der laminare Druckanstieg infolge Senkenwirkung nimmt mit wachsender Absaugmenge Q_a und zunehmender Versetzung der Schlitzhinterkante nach innen zu und umgekehrt, während eine Änderung der Schlitzweite praktisch ohne Einfluß ist. Mit wachsender Schlitzweite muß stärker abgesaugt werden, um eine lokale laminare Ablösung an der Absaugstelle und ein rasches Turbulentwerden der Grenzschicht nach dem Schlitz zu vermeiden (nach Stethoskopbeobachtungen).

Der gemessene laminare Druckanstieg infolge Senkenwirkung ist wesentlich größer, als sich unter Voraussetzung reibungsfreier Strömung ergeben würde: durch die Grenzschichtabsaugung wird die Verdrängungsdicke δ^* nach dem Absaug Schlitz sprunghaft kleiner, und entsprechend wird hier die wirksame Oberfläche (im Abstand δ^* von der Wand) näher gegen die Wand versetzt. Mit einer derart wellig ausgebildeten wirksamen Oberfläche würde sich an der Unstetigkeitsstelle (Absaugstelle) ein stärkerer lokaler Druckanstieg ergeben, wie diesbezügliche Rechnungen von A. Betz (77) und Druckverteilungsmessungen beim Umschlag infolge äußerem Druckanstieg zeigen, wo die Verdrängungsdicke ebenfalls sprunghaft abnimmt (Fig. 3, 4, 5 etc.). Durch Überlagern einer Senke an der Absaugstelle entsteht dann ein wesentlich größerer Druckanstieg infolge Senkenwirkung als bei reibungsfreier Strömung. Durch Versetzen der Schlitzhinterkante nach innen bzw. außen kann dieser Effekt noch verstärkt bzw. abgeschwächt werden.

In weiteren Messungen c) wurde versucht, durch wellige Ausbildung der Wand in der Gegend der Absaugstelle den laminaren Druckanstieg in-

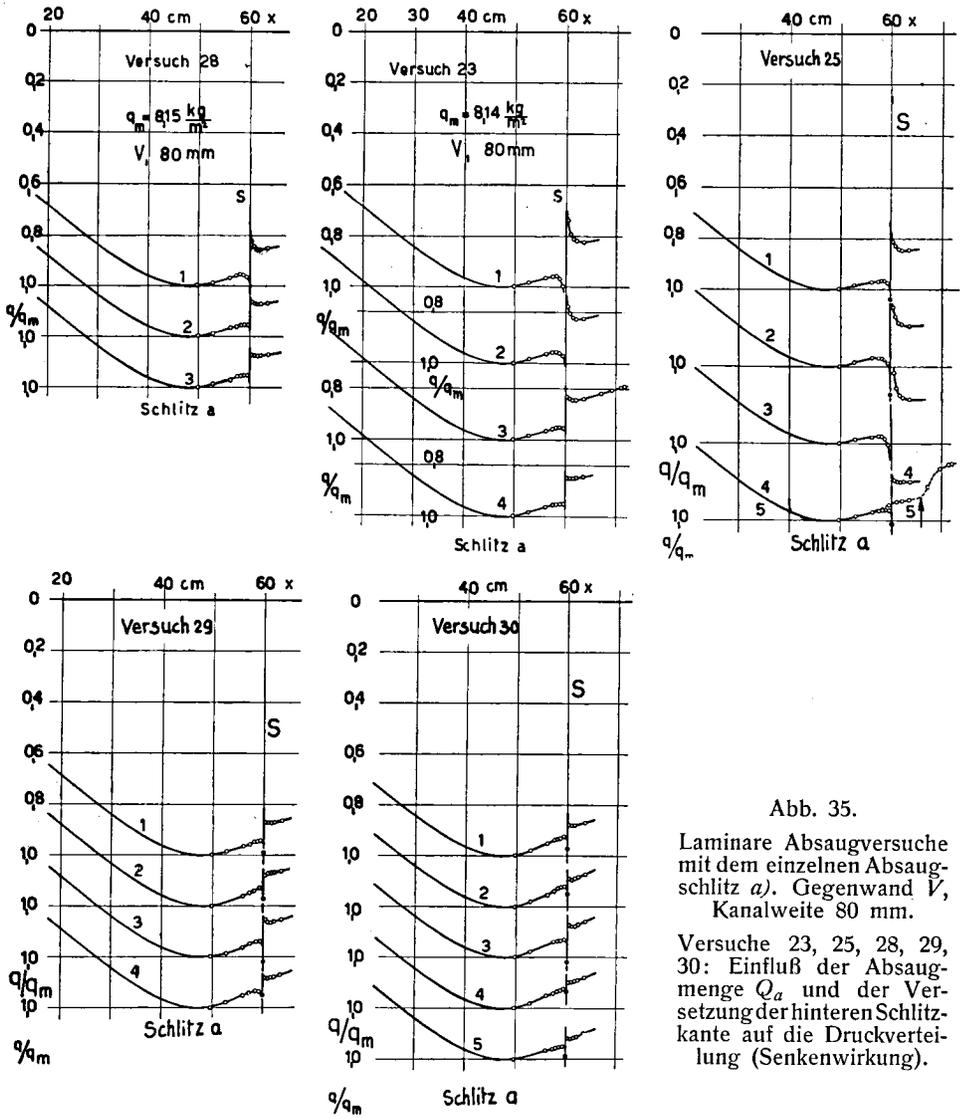


Abb. 35.

Laminare Absaugversuche mit dem einzelnen Absaug-schlitz a). Gegenwand V , Kanalweite 80 mm.

Versuche 23, 25, 28, 29, 30: Einfluß der Absaugmenge Q_a und der Versetzung der hinteren Schlitzkante auf die Druckverteilung (Senkenwirkung).

Tabelle zu Fig. 35.

Ver-such	s mm	h mm	$Q_a \cdot 10^{-3}$ m^3/s	Q_a/Q_{δ^*}	q_m kg/m^2	Ver-such	s mm	h mm	$Q_a \cdot 10^{-3}$ m^3/s	Q_a/Q_{δ^*}	q_m kg/m^2
23, 1	0,85	0,35	1,97	0,268	8,14	29, 1	0,85	-0,35	0,77	0,106	8,14
2			1,24	0,170		2			0,62	0,085	8,14
3			0,77	0,106		3			0,55	0,063	4,07
4			0,60	0,082		4			1,14	0,187	16,28
25, 1	0,80	0,60	0,80	0,109	8,16	30, 1	0,85	-0,7	0,82	0,113	8,14
2			1,25	0,171		2			0,64	0,087	8,14
3			1,95	0,270		3			0,56	0,092	4,07
4			0,62	0,085		4			1,17	0,134	16,28
5			0	0		5			0,81	0,111	8,14
28, 1	0,85	0	1,25	0,171	8,15						
2			0,79	0,108							
3			0,61	0,084							

folge Senkenwirkung noch weiter zu steigern, besonders bei größeren Absaugmengen Q_a/Q_{δ^*} . Die minimal notwendigen Absaugmengen, bei denen die Grenzschicht nach dem Absaug Schlitz noch einwandfrei laminar bleibt, dürften dabei allerdings größer werden: die langsamsten nicht abgesaugten Grenzschichtteile können höchstens auf die Geschwindigkeit Null im Staupunkt nach dem Schlitz verzögert werden. Bei stärkerem äußeren Druckanstieg (z. B. durch stärkere Senkenwirkung bei welliger Ausbildung der Oberfläche beim Absaug Schlitz) und bei kleineren Absaugmengen erfolgt dann nach dem Schlitz unter Umständen ein starker lokaler Druckanstieg und ein rascher Umschlag der Grenzschicht (siehe spätere Messungen: Fig. 39, Versuch 8A; Fig. 40, Versuch 16_{0,9}).

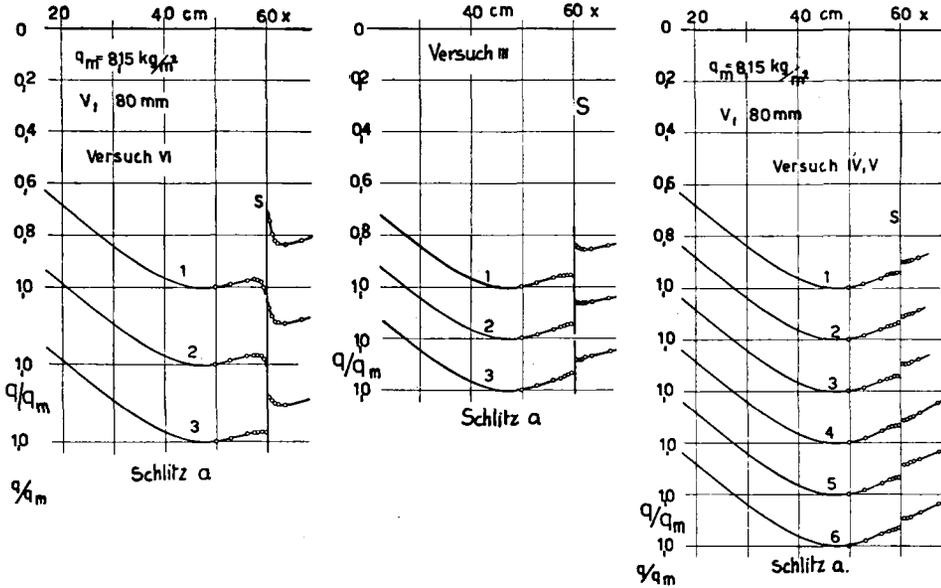


Fig. 36. Laminare Absaugversuche mit dem Schlitz a). Kanalweite 80 mm. Versuche III, IV, V, VI: Einfluß der Absaugmenge und Schlitzweite auf die Druckverteilung (Senkenwirkung). $q_m = 8,15 \text{ kg/m}^2$.

Tabelle zu Fig. 36.

Versuch	s mm	h mm	$Q_a \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$	Q_a/Q_{δ^*}	Versuch	s mm	h mm	$Q_a \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$	Q_a/Q_{δ^*}
III, 1	0,52	0,3	0,80	0,109	V, 4	0,2	0,15	0,19	0,026
2			0,63	0,086	5			0,42	0,057
3			0,44	0,060	6			0,32	0,043
IV, 1	0,3	0,2	0,313	0,042	VI, 1	1,25	0,5	1,97	0,270
2			0,235	0,032	2			1,26	0,172
3			0,405	0,055	3			0,83	0,114

c) Untersuchung des Absaug Schlitzes b) mit der Meßplatte b) bei laminarer Grenzschichtabsaugung.

Die Form der Meßplatte b) und des Absaug Schlitzes b) sind aus den Fig. 37 und 38 ersichtlich. Definitionen siehe Anfang von Kap. 5.

Der Schlitz *b*) stand senkrecht zur Oberfläche und wurde ebenfalls als Diffusor mit kleinem Öffnungswinkel ausgebildet. Durch Verstellen der Gegenwand *V*, deren Grenzschicht durch Absaugen laminar gehalten wurde, konnte die äußere Druckverteilung verändert werden. An der Meßplatte wurde über die Kanalbreite von 400 mm abgesaugt.

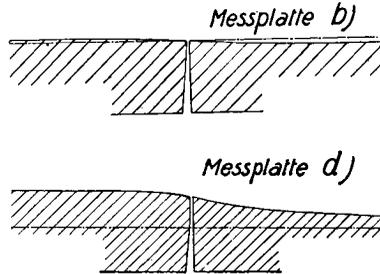


Fig. 37. Form der Meßplatte *b*) und *d*) mit dem einzelnen Absaugeschlitz *b*) (Fig. 38). Dieser befand sich an der Stelle des 1. Schlitzes bei den Versuchen mit 3 Schlitzes (Kap. 5, 1).

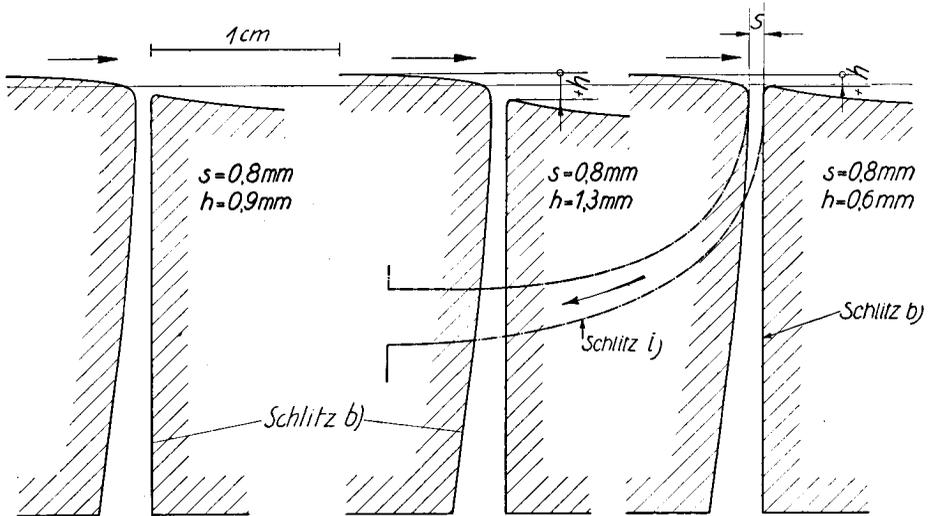


Fig. 38. Gerader Absaugeschlitz *b*) mit verschieden starker Versetzung h der Schlitz-hinterkante. Nach vorn gekrümmter Absaugeschlitz *i*) (Kap. 6, 2).

Die Druckverteilung an der Meßplatte und die Umschlagslage wurden bei verschiedenen Absaugmengen Q_a bzw. $Q_a/Q\delta^*$, verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten und Kanalweiten bestimmt. Ferner wurde die Schlitz-hinterkante gegenüber dem Schlitz einlauf in der Höhe verschieden stark versetzt.

Die Umschlagslage ergab sich aus dem Knick in der Druckverteilungskurve, bedingt durch die im Umschlag erfolgende plötzliche Abnahme der Verdrängungsdicke, ferner aus Stethoskopbeobachtungen.

Im Umschlag waren mit einem empfindlichen Manometer beträchtliche Schwankungen im statischen Drucke feststellbar.

Die Ergebnisse der Druckverteilungs- und Umschlagsmessungen sind aus den Fig. 39—44 ersichtlich.

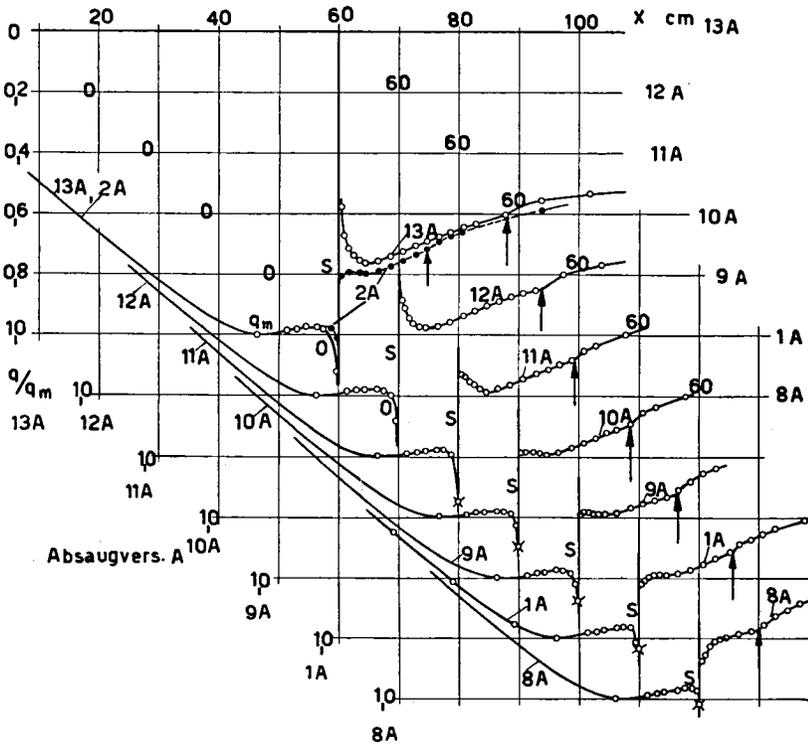


Fig. 39. Laminare Absaugversuche mit dem Absaug Schlitz b), Meßplatte b), Kanalweite 80 mm, Schlitzweite $s = 0,8$ mm, Versetzung $h = 0,9$ mm, Einfluß der Absaugmenge Q_a auf den laminaren Druckanstieg bis zum Umschlag (Pfeil) und die Senkenwirkung.

Nr.	13 A	12 A	11 A	10 A	9 A	1 A	8 A	2 A
$Q_a \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$	3,81	2,29	1,54	1,24	1,03	0,80	0,65	1,14
Q_a/Q_{δ^*}	0,526	0,316	0,213	0,172	0,143	0,109	0,090	0,132
$q_m \text{ kg/m}^2$	8,15	8,15	8,15	8,15	8,15	8,15	8,15	16,28

Die im letzten Abschnitt bezüglich Senkenwirkung gemachten Erfahrungen wurden bestätigt: Steigerung des laminaren Druckanstiege infolge Senkenwirkung mit wachsender Absaugmenge Q_a bzw. Q_a/Q_{δ^*} und mit zunehmender Versetzung der Schlitzhinterkante nach innen und umgekehrt. Eine zu starke Versetzung nach innen ($h = 1,3$ mm) erhöhte die Senkenwirkung nicht mehr weiter.

Bei stärkerem äußeren Druckanstieg (40 mm Kanalweite) ergeben sich höhere laminare Druckanstiege infolge Senkenwirkung als bei 80 mm Kanalweite mit allerdings größeren minimalen Absaugmengen Q_a/Q_{δ^*} .

Mit wachsender Reynolds'scher Zahl nimmt der Druckanstieg infolge Senkenwirkung bei gleicher Absaugmenge $Q_a/Q\delta^*$ schwach ab und umgekehrt (Fig. 40 und 41, vergleiche

$$\left\{ \begin{array}{l} q_m = 16,3 \text{ kg/m}^2, \\ q_m = 32,6 \text{ " } \end{array} \right. \text{ Fig. 39, } q_m = \left\{ \begin{array}{l} 8,15 \text{ kg/m}^2, \\ 16,28 \text{ " } \end{array} \right.$$

Die Senkenwirkung wird verstärkt durch die wellige Ausbildung der Oberfläche im Gebiet des Absaugschlitzes. Zur Laminarhaltung der Grenzschicht nach dem Schlitz sind allerdings größere minimale Absaugmengen $Q_a/Q\delta^*$ erforderlich, wie zu erwarten war.

Der gesamte laminaire Druckanstieg bis zum Umschlagspunkt ist im allgemeinen wesentlich größer als ohne Absaugung. Er nimmt mit wachsender Absaugmenge zu, ebenso mit steigendem äußeren Druckanstieg (Vergleich der Versuche mit 40 und 80 mm Kanalweite).

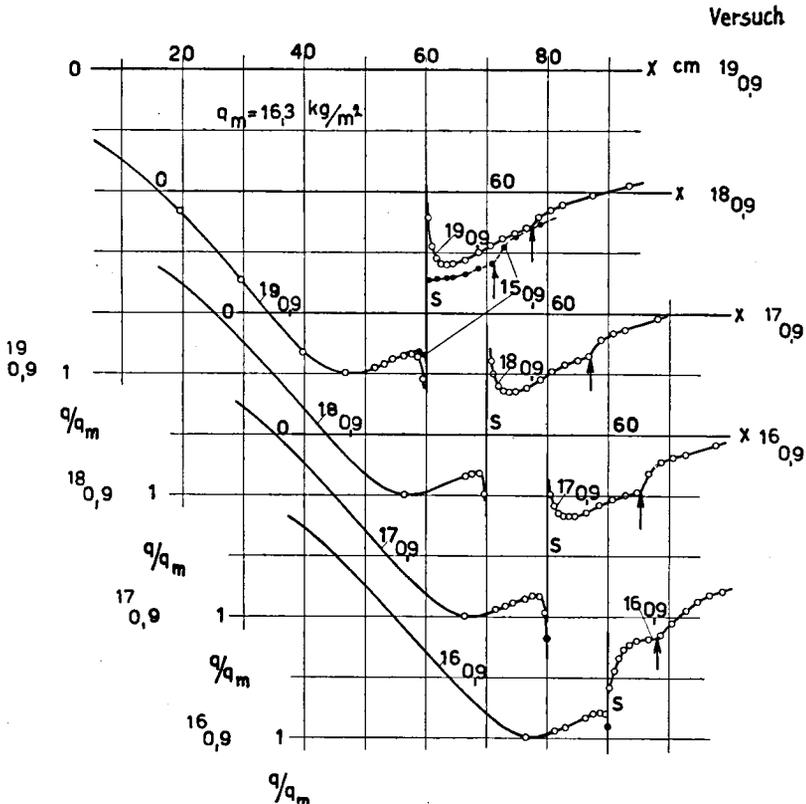


Fig. 40. Laminare Absaugversuche mit dem Absaugschlitz b), Meßplatte b), 40 mm Kanalweite, $s = 0,8$ mm, $h = 0,9$ mm, $q_m = 16,3$ kg/m². Einfluß der Absaugmenge Q_a auf den laminaren Druckanstieg bis zum Umschlag (Pfeil) und die Senkenwirkung.

No.	190,9	180,9	170,9	160,9	150,9	140,9
$Q_a \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$	5,67	4,07	2,76	1,19	1,59	2,01
$Q_a/Q\delta^*$	0,674	0,483	0,328	0,141	0,189	0,239

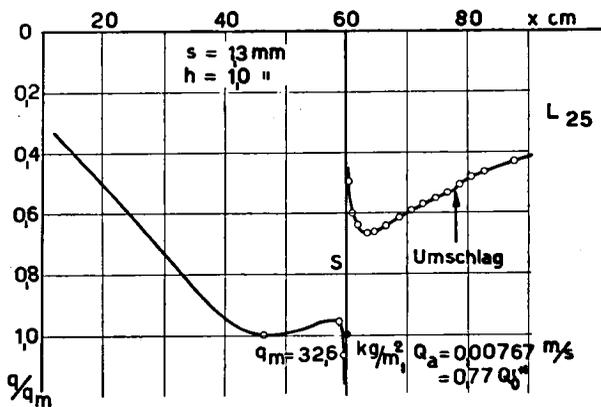


Abb. 41. Laminarer Absaugversuch mit Schlitz *b*) (L 25), Meßplatte *b*), 40 mm Kanalweite.

$s = 1,3 \text{ mm}$,
 $h = 1,0 \text{ mm}$,
 $q_m = 32,6 \text{ kg/m}^2$,
 $Q_a = 0,00767 \text{ m}^3/\text{s}$
 $= 0,77 \cdot Q_d^*$

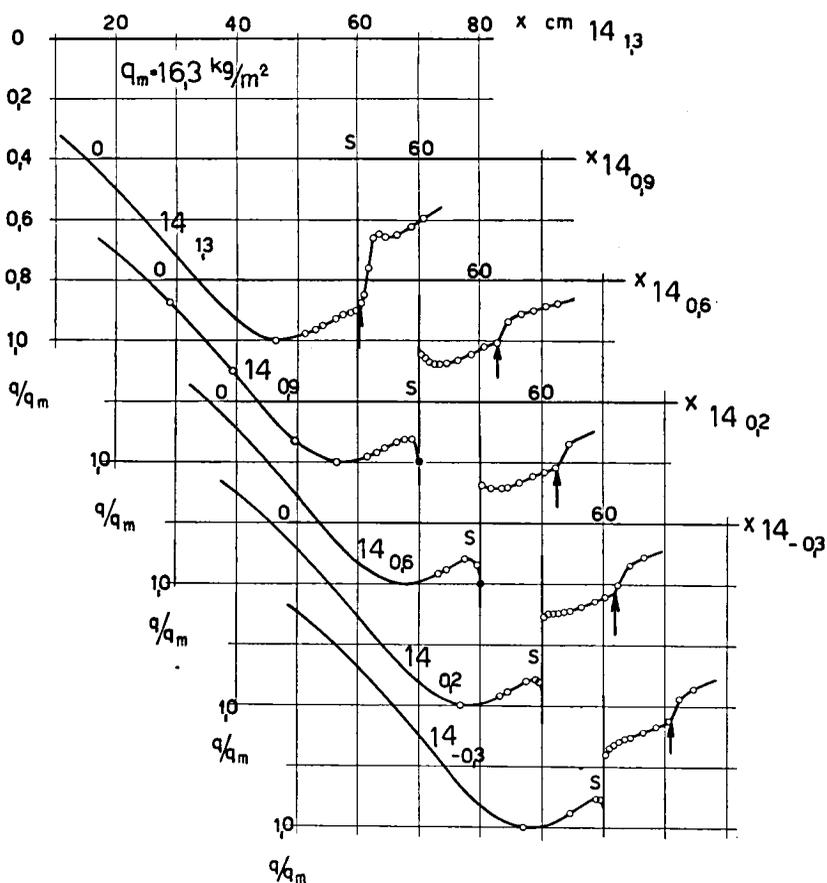


Fig. 42. Laminare Absaugversuche mit Schlitz *b*), Meßplatte *b*), 40 mm Kanalweite, $s = 0,8 \text{ mm}$, $q_m = 16,3 \text{ kg/m}^2$, $Q_a = 0,00201 \text{ m}^3/\text{s} = 0,239 \cdot Q_d^*$. Einfluß der Verzersetzung h der Schlitzhinterkante (Fig. 38) auf den laminaren Druckanstieg bis zum Umschlag (Pfeil) und die Senkenwirkung.

Versuch	141,3	140,9	140,6	140,2	14-0,3
$h \text{ mm}$	1,3	0,9	0,6	0,2	-0,3

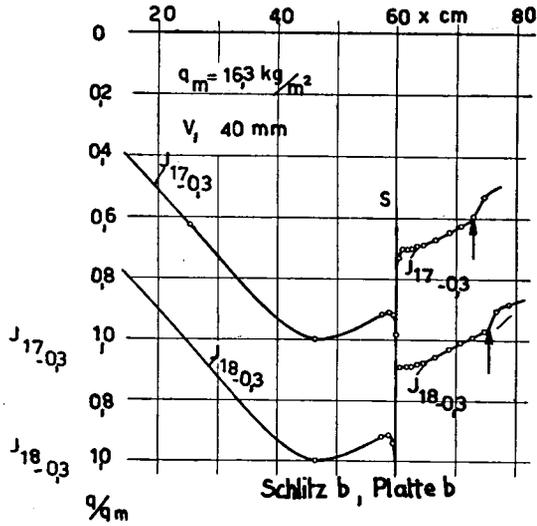


Fig. 43

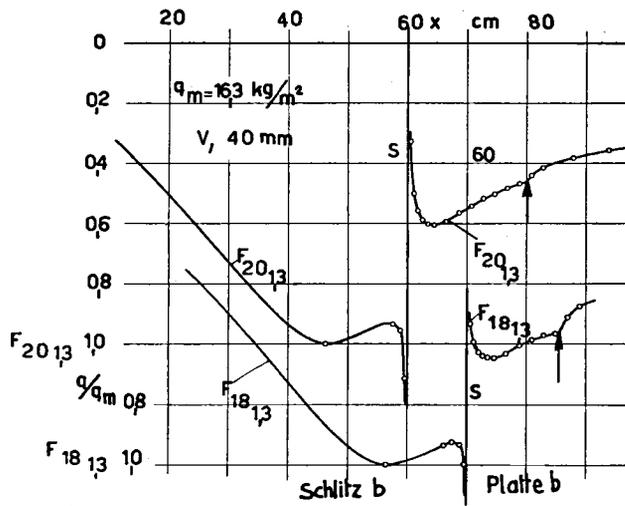


Fig. 44

Fig. 43 und 44. Laminare Absaugversuche mit Schlitz *b*), Meßplatte *b*), 40 mm Kanalweite, $s = 0,8$ mm, $q_m = 16,3$ kg/m². Druckverteilung bis zum Umschlag (Pfeil) bei starker Versetzung der Schlitzhinterkante nach außen ($h = -0,3$ mm) bzw. innen ($h = 1,3$ mm).

Versuch	h mm	$Q_a \cdot 10^{-3}$ m ³ /s	Q_a/Q_{δ^*}
$J_{17-0,3}$	-0,3	2,75	0,325
$J_{18-0,3}$	-0,3	4,12	0,488
$F_{20,1,3}$	1,3	12,2	1,45
$F_{18,1,3}$	1,3	4,05	0,48

Mit wachsender Reynolds'scher Zahl erfolgt bei gleichem $Q_a/Q\delta^*$ der Umschlag früher, ähnlich wie im Falle ohne Grenzschichtabsaugung (vergl. Fig. 40 u. 41, $q_m = 16,3 \text{ kg/m}^2$ u. $32,6 \text{ kg/m}^2$, ferner Fig. 39, $q_m = \begin{cases} 8,15 \text{ kg/m}^2 \\ 16,3 \text{ „} \end{cases}$

Durch Versetzen der Schlitzhinterkante nach innen (stärkere Senkenwirkung) wird der laminare Druckanstieg bis zum Umschlag leicht vergrößert und umgekehrt, unter Voraussetzung gleicher Absaugleistung

- (Versuche 14 mit $h = 0,9$ bis $h = -0,3$, s. Fig. 42
 „ 17 „ $h = 0,9$ und $h = -0,3$, s. Fig. 40, 43
 „ 18 „ $h = 0,9$ „ $h = -0,3$, s. Fig. 40, 43).

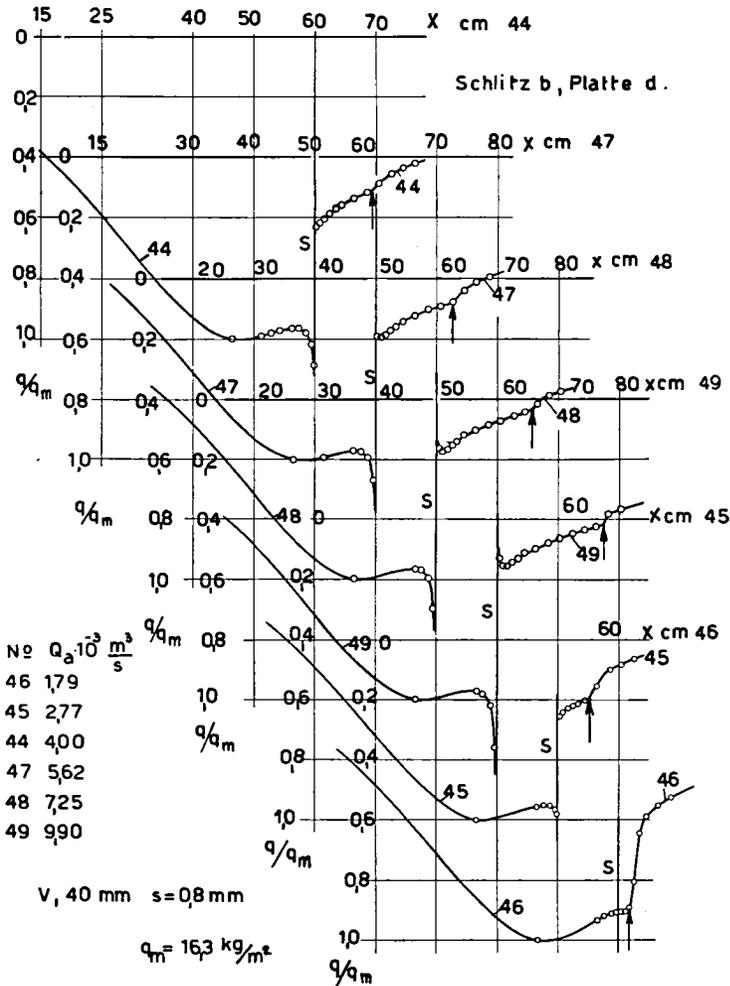


Fig. 45. Laminare Absaugversuche mit Schlitz b), Meßplatte d) (Abb. 37), 40 mm Kanalweite. $s = 0,8 \text{ mm}$, $q_m = 16,3 \text{ kg/m}^2$. Einfluß der Absaugmenge Q_a auf den laminaren Druckanstieg bis zum Umschlag (Pfeil) und die Senkenwirkung.

Zu starke Versetzung der Schlitzhinterkante nach innen ($h = 1,3$) verschlechtert den laminaren Druckanstieg wieder (Fig. 42, 44).

Die Steigerung der Senkenwirkung und des laminaren Druckanstiegs durch schwach gewellte Ausbildung der Oberfläche im Gebiet des Absaugschlitzes ähnlich der Form der Meßplatte *b*) dürfte sich nur bei größeren Absaugmengen Q_a/Q_{δ^*} lohnen, bei kleineren Q_a/Q_{δ^*} dagegen weniger.

d) *Laminare Absaugversuche mit Schlitz *b*) und Meßplatte *d*)* (siehe Fig. 37).

Durch Verstärkung der Welle im Gebiet des Absaugschlitzes *b*) (siehe Form der Meßplatte *d*) wurden die Senkenwirkung und der laminare Druckanstieg bis zum Umschlag bei stärkerer Absaugung noch weiter vergrößert, siehe die Druckverteilungen an der Meßplatte (Fig. 45).

Um die Grenzschicht nach dem Schlitz einwandfrei laminar zu halten, sind allerdings noch größere minimale Absaugmengen als beim Schlitz *b*) mit Meßplatte *b*) erforderlich.



Fig. 46. Absaugschlitz *g*).

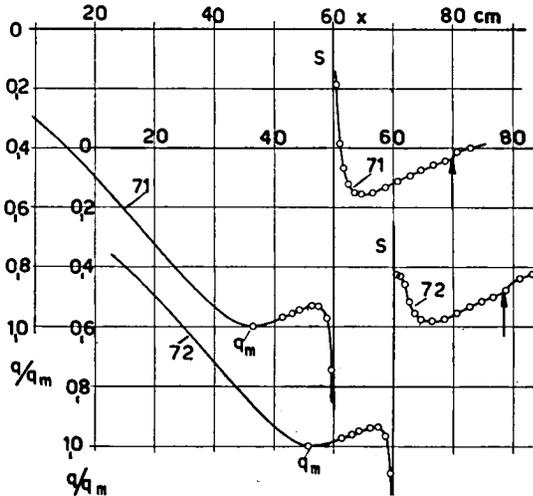


Fig. 47. Laminare Absaugversuche mit dem Schlitz *g*), 40 mm Kanalweite, $s = 0,8$ mm, $q_m = 16,3$ kg/m². Druckverteilung an der Meßplatte. Umschlag beim Pfeil.

Nr.	$Q_a \cdot 10^{-3}$ m ³ /s	Q_a/Q_{δ^*}
71	7,80	0,94
72	4,69	0,56

Weitere laminare Absaugversuche mit dem Einzelschlitz *g*) (siehe Fig. 46) ergaben ähnliche Resultate (Fig. 47).

Die Absaugversuche mit der Platte *d*) zeigten, daß eine Grenzschicht bei einer Strömung um eine schwach ausspringende Ecke mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung laminar gehalten werden kann, wenn in der Ecke ein Absaugschlitz angebracht wird.

Zusammenfassung über den laminaren Druckanstieg mit Grenzschichtabsaugung bei kleineren bis mittleren Reynolds'schen Zahlen.

Mit Hilfe der laminaren Grenzschichtabsaugung sind bei kleineren bis mittleren Re ($N = \frac{1}{3} R \delta^{*2}$ vor dem Schlitz variierte zwischen $0,4-0,8 \cdot 10^6$) hohe laminare Druckanstiege mit relativ wenig Absaugschlitzen möglich, wobei im allgemeinen nur ein Bruchteil der jeweiligen Verdrängungsdicke δ^* vor den Schlitzen abgesaugt werden muß.

Der Anteil der Senkenwirkung am laminaren Druckanstieg ist in den meisten Fällen beträchtlich. Bei größeren Absaugmengen $Q_a/Q\delta^*$ lohnt sich die Erhöhung des Druckanstieges infolge Senkenwirkung durch geeignete Formgebung der Oberfläche, bei geringen Absaugmengen $Q_a/Q\delta^*$ dagegen weniger.

6. KAPITEL

Untersuchung der Schlitzströmung bei laminarer Grenzschichtabsaugung mit Einzelschlitzen

1. Laminare Absaugversuche mit geradem Absaugschlitz

Die Versuchseinrichtung bei den Versuchen von Kapitel 6 war dieselbe wie bei den Versuchen von Kapitel 5.

- a) *Versuche mit Schlitz a)* (siehe Fig. 27).
Definitionen siehe Anfang von Kap. 5.

Die Meßplatte war eben. Abgesaugt wurde über die Kanalbreite von 400 mm.

Messungen: Der statische Druck p_A im Absaugkasten wurde gemessen bei verschiedenen Absaugmengen Q_a bzw. $Q_a/Q\delta^*$ (δ^* = Verdrängungsdicke vor dem Schlitz), Schlitzweiten s und Staudrücken bzw. Reynolds'schen Zahlen. Ferner wurde die Schlitzhinterkante gegenüber dem Schlitzeinlauf verschieden stark nach außen oder innen versetzt. Der Verlauf des statischen Druckes in der Absaugkammer mit der Absaugmenge ist aus den Fig. 48—53 zu ersehen.

Mit zunehmender Absaugmenge wachsen die Unterdrücke im Absaugkasten. Bei größeren Re sind diese bei gleicher Absaugmenge $Q_a/Q\delta^*$ kleiner, ebenso bei breiteren Absaugschlitzen.

Bei Versetzung der Schlitzhinterkante nach innen ergeben sich infolge der stärkeren Senkenwirkung größere Unterdrücke am Schlitztritt und im Absaugkasten. Die Druckdifferenz zwischen der Absaugkammer und der Stelle unmittelbar vor dem Absaugschlitz wird durch Versetzen der Schlitzhinterkante nach innen oder außen bei sonst gleichen Bedingungen nur unwesentlich geändert.

Zur Erzielung einer gleichmäßigen Absaugung längs der Spannweite müssen Schlitzweite und Versetzung der Schlitzhinterkante nach innen oder außen längs der Spannweite möglichst konstant bleiben. Ist die Schlitzhinterkante irgendwo stärker nach innen versetzt, so wird dort weniger Luft ab-

gesaugt, wodurch unter Umständen eine lokale laminare Ablösung kurz vor dem Schlitz eintritt und ein rasches Turbulentwerden der Grenzschicht nach dem Schlitz an der betreffenden Stelle erfolgt, wie Stethoskopbeobachtungen zeigten (Bestätigung bei den laminaren Absaugversuchen von Kap. 7 und 8). Von der Umschlagstelle breitet sich ein turbulenter Keil in üblicher Weise nach hinten aus. Ist der Schlitz irgendwo etwas enger, so wird hier weniger Grenzschichtluft abgesaugt. Die laminare Grenzschicht nach dem Schlitz wird hier dann dicker und unter Umständen früher turbulent*), es sei denn, daß der vorangehende oder nachfolgende Schlitz entsprechend verbreitert wird.

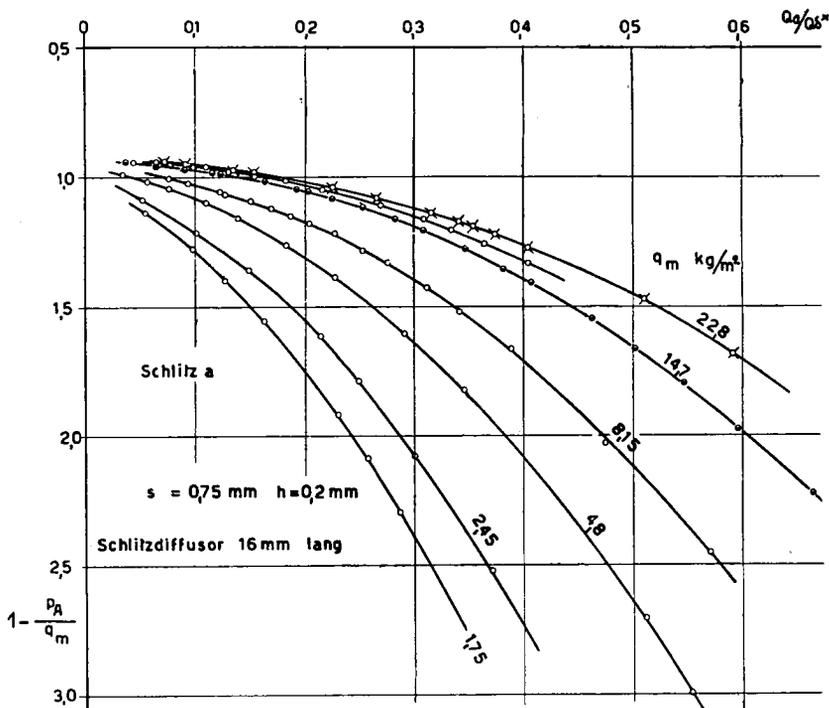


Fig. 48. Laminare Absaugversuche mit dem Absaug Schlitz a) (Fig. 27). 80 mm Kanalweite, Schlitzdiffusor 16 mm lang. Statischer Druck $1 - p_A/q_m$ in der Absaugkammer bei verschiedenen Absaugmengen Q_a/Q_0^* , Staudrücken q_m und Schlitzweiten s .

b) *Versuche mit Schlitz b), Meßplatte b)* (Fig. 37 und 38).

Gemessen wurden die statischen Drücke im Absaugkasten und längs des Schlitzdiffusors, ferner die Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt bei verschiedenen Absaugmengen, Schlitzweiten und Staudrücken.

Bei sonst gleichen Bedingungen ergaben sich praktisch dieselben Druckdifferenzen zwischen Absaugkammer und der Stelle unmittelbar vor dem Schlitz, wie mit dem Schlitz a).

*) Dies wurde verschiedentlich bei ungenau eingestellten Absaugschlitzen mit dem Stethoskop festgestellt.

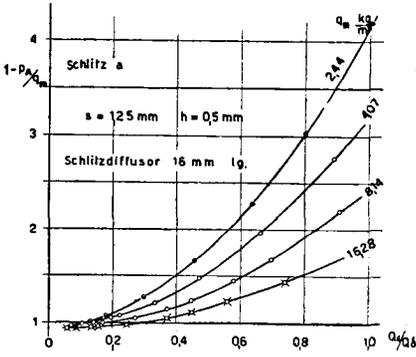


Fig. 49

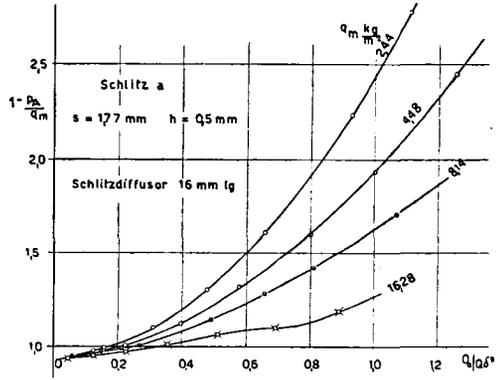


Fig. 50

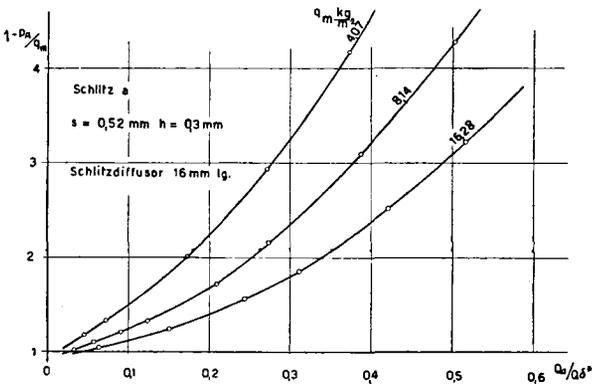


Fig. 51

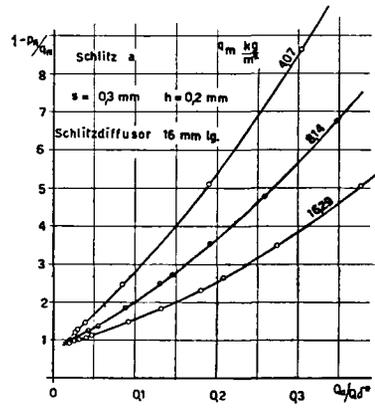


Fig. 52

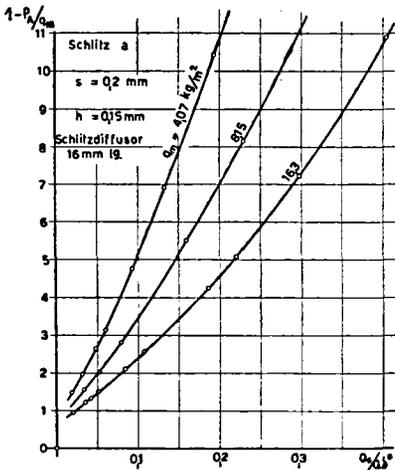


Fig. 53

Fig. 49–53. Laminare Absaugversuche mit dem Absaug Schlitz a) (Fig. 27). 80 mm Kanalweite, Schlitzdiffusor 16 mm lang. Statischer Druck $1 - p_A / q_m$ in der Absaugkammer bei verschiedenen Absaugmengen $Q_0 / Q_0 \delta^*$, Staudrücken q_m und Schlitzweiten s .

Durch Verlängerung des Schlitzdiffusors von 16 mm auf 24 mm wurden der Unterdruck im Absaugkasten leicht gesenkt und der Druckanstieg im Schlitzdiffusor etwas vergrößert (Fig. 54; siehe auch spätere Versuche mit nach hinten gekrümmtem Absaug Schlitz, Kap. 6, 3).

Bei $s = 0,8$ mm Schlitzweite und $q_m = 16,3$ kg/m² erfolgt im Schlitzdiffusor ein schwacher gleichmäßiger Druckanstieg, der mit wachsender Absaugmenge zunimmt (Fig. 54).

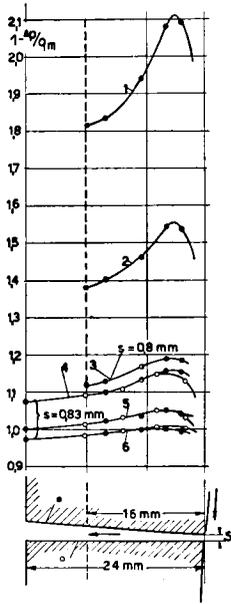


Fig. 54. Laminare Absaugversuche mit Schlitz b), Meßplatte b) (Fig. 37 und 38), 40 mm Kanalweite, $q_m = 16,3$ kg/m². Statischer Druck 1— $\Delta p/q_m$ im Absaug Schlitz bei verschiedenen Absaugmengen $Q_a/Q\delta^*$.

Nr.	1	2	3	4	5	6
$Q_a \cdot 10^{-3}$ m ³ /s	5,67	4,07	2,76	2,76	1,98	1,59
$Q_a/Q\delta^*$	0,674	0,483	0,326	0,326	0,234	0,187

Die Geschwindigkeitsverteilungen am Schlitzaustritt bei $s = 0,83$ mm Schlitzweite, $q_m = 8,15$ kg/m²; $16,3$ kg/m², $32,6$ kg/m² und verschiedenen Absaugmengen sind aus den Fig. 55, 56, 57 ersichtlich.

Bei schwacher Absaugung ist die Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt laminar mit einer schwachen Rückwärtsströmung auf der vorderen Schlitzseite. Bei stärkerer Absaugung löst die Schlitzströmung auf der hinteren Schlitzseite ab und die Absaugluft strömt in der Nähe der vorderen Schlitzseite mit relativ hoher Geschwindigkeit in den Absaugkasten. Dementsprechend ist im Schlitzdiffusor die Umsetzung der kinetischen Energie der Absaugluft in Druck nicht besonders günstig (siehe Fig.: Verlauf des statischen Druckes im Schlitzdiffusor). Die kleinsten Schlitzverluste ergeben sich bei kleinen Absaugmengen $Q_a/Q\delta^*$, wobei nur die inneren langsamsten Grenzschichtteile abgesaugt werden.

Eine bessere Umsetzung der Geschwindigkeitsenergie der Absaugluft in Druck würde sich im Schlitzdiffusor ergeben, wenn die Schlitzströmung vor dem Ende des Schlitzes turbulent wiederanliegt und die Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt gleichmäßig wird. Weitere laminare Absaugversuche mit dem Schlitz b) zeigten, daß dies erreicht wurde bei größerer Schlitzweite, größeren Absaugmengen und Staudrücken, d. h. bei größeren

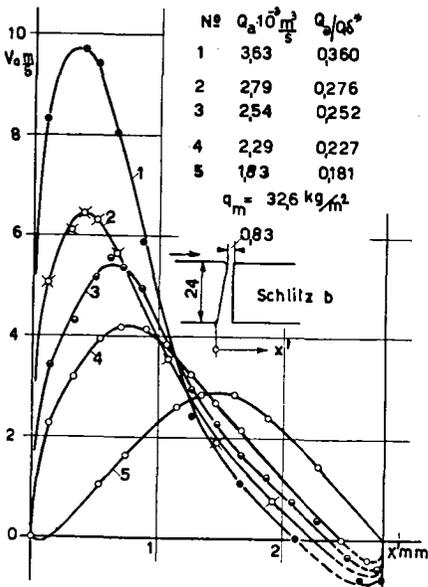
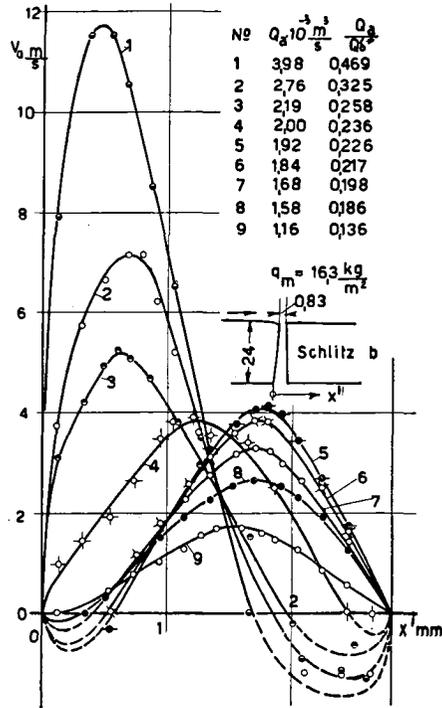
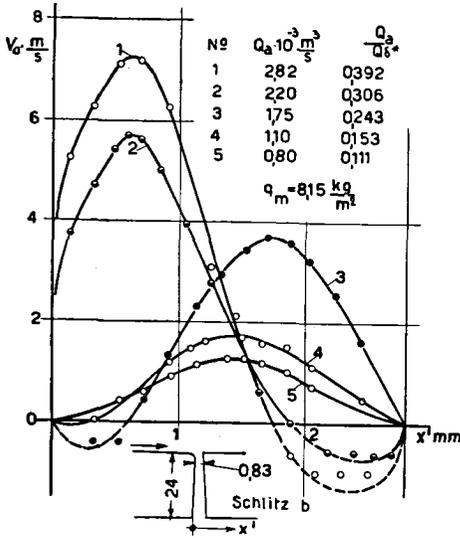


Fig. 55–57. Laminare Absaugversuche mit Schlitz b), Meßplatte b), 40 mm Kanalweite, $s = 0,83$ mm, Schlitzdiffusor 24 mm lang. Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt bei verschiedenen Absaugmengen Q_a und Staudrücken q_m .

Reynolds'schen Zahlen, bezogen auf die Schlitzströmung (Versuche K , L , $s = 1,3$ mm Schlitzweite, $q_m = 32,5 \text{ kg/m}^2$).

Die Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt war bei $s = 1,3$ mm und $q_m = 32,5 \text{ kg/m}^2$ relativ gleichmäßig (siehe Fig. 58).

Daß die Grenzschicht vor und nach dem Schlitz laminar war, zeigt die Lage des Umschlagspunktes nach dem Schlitz (Fig. 41).

Die Druckverteilungen längs des Schlitzdiffusors (Fig. 59) zeigen an der mutmaßlichen Umschlagstelle der Schlitzströmung einen rapiden Druck-

anstieg und starke Schwankungen im statischen Druck, ähnlich wie dies beim Umschlag einer laminaren Grenzschicht bei Druckanstieg festgestellt wurde.

Bei $s = 1,3$ mm Schlitzweite und $q_m = 32,5$ kg/m² sind die Schlitzverluste und Unterdrücke im Absaugkasten gering (siehe Fig. 60).

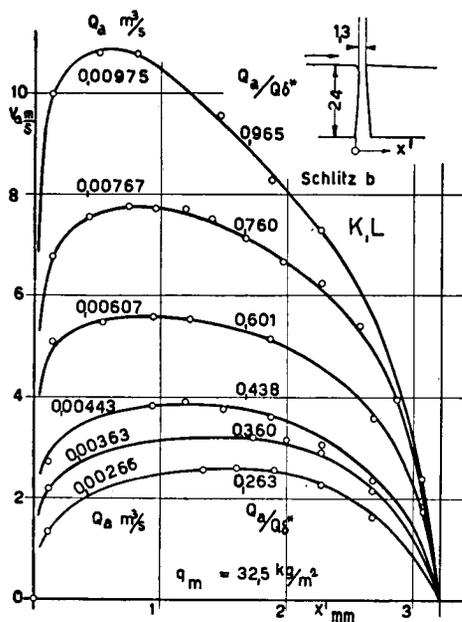


Fig. 58. Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt bei verschiedenen Absaugmengen, $q_m = 32,5$ kg/m².

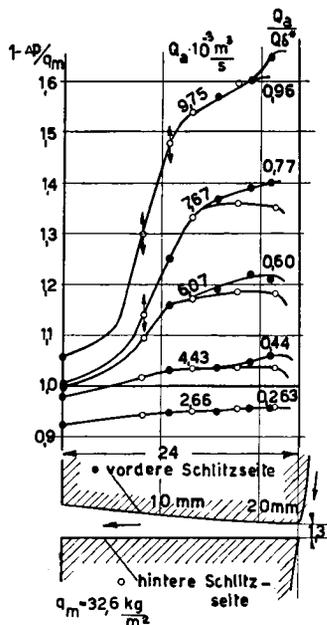


Fig. 59. Statischer Druck längs des Schlitzdiffusors bei verschiedenen Absaugmengen, $q_m = 32,5$ kg/m².

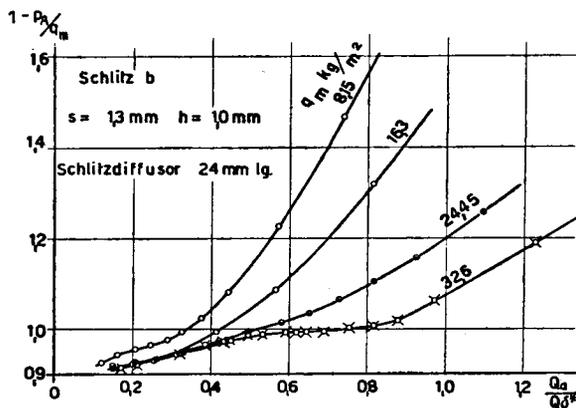


Fig. 60. Statischer Druck in der Absaugkammer bei verschiedenen Absaugmengen Q_a/Q_d^* und Staudrücken q_m .

Fig. 58—60. Laminare Absaugversuche mit Schlitz b), Meßplatte b), 40 mm Kanalweite, $s = 1,3$ mm, Schlitzdiffusor 24 mm lang.

Zusammenfassung über die Verluste im geraden Absaugschlitz bei laminarer Grenzschichtabsaugung:

Durch Ausbildung der Absaugschlitze als Diffusoren kann in diesen ein Teil der kinetischen Energie der Absaugluft in Druck umgesetzt werden. Bei schwacher Absaugung bzw. kleinen Reynolds'schen Zahlen der Schlitzströmung ist diese abgelöst, der Druckanstieg im Schlitzdiffusor ist entsprechend gering. Bei stärkerer Absaugung, breiteren Schlitzen und höheren Staudrücken, d. h. bei größeren Reynolds'schen Zahlen der Schlitzströmung wird diese turbulent und liegt an, wodurch sich im Schlitzdiffusor ein beträchtlicher Druckanstieg ergibt. Die Schlitzverluste werden dann niedrig.

2. Untersuchung der Schlitzströmung bei laminarer Grenzschichtabsaugung mit dem nach vorn gekrümmten Absaugschlitz *i*

Definitionen siehe Anfang von Kap. 5.

Mit dem nach vorn gekrümmten Absaugschlitz *i*) (siehe Fig. 38) wurden laminare Absaugversuche in gleicher Weise wie mit Schlitz *a*) und *b*) durchgeführt. Der statische Druck im Absaugkasten und die Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt wurden bestimmt.

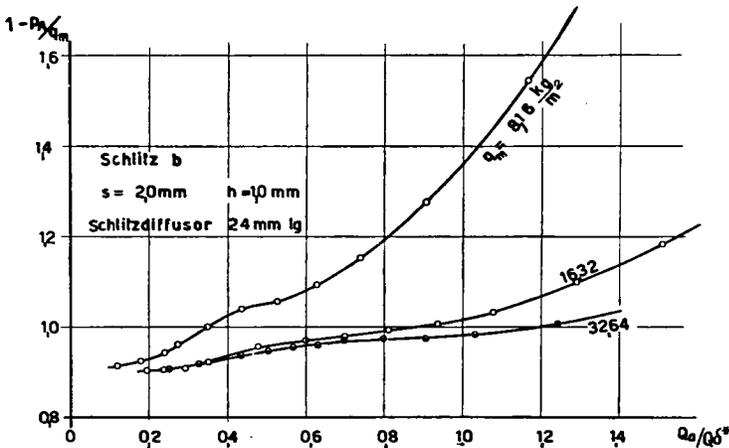


Fig. 61. Laminare Absaugversuche mit Schlitz *b*), Meßplatte *b*), 40 mm Kanalweite, $s = 2,0$ mm, $h = 1,0$ mm. Schlitzdiffusor 24 mm lang. Statische Druck in der Absaugkammer bei verschiedenen Absaugmengen Q_a/Q_d^* und Staudrücken q_m .

Die Geschwindigkeitsverteilungen am Schlitzaustritt bei $s = 1,45$ mm Schlitzweite und $q_m = 32,7$ kg/m² und die zugehörigen statischen Drücke im Absaugkasten bei verschiedenen Absaugmengen sind aus den Fig. 62 und 63 ersichtlich.

Bei schwacher Absaugung, d. h. kleineren Re der Schlitzströmung, verhielt sich Schlitz *i*) gleich wie der gerade Schlitz *a*) oder *b*).

Bei stärkerer Absaugung, d. h. größeren Re der Schlitzströmung, blieb diese in den untersuchten Fällen auf der vorderen Schlitzseite laminar ab-

gelöst; entsprechend ergaben sich größere Schlitzverluste und Unterdrücke im Absaugkasten als beim geraden Schlitz *a*) oder *b*).

Der Umschlag der Schlitzströmung wird wahrscheinlich verzögert durch die stabilisierende Wirkung der nach außen gekrümmten vorderen Schlitzseite.

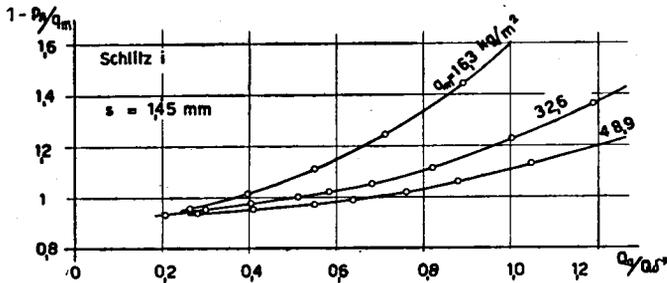


Fig. 62. Laminare Absaugversuche mit nach vorn gekrümmtem Absaugschlitz *i*) (Fig. 38), Meßplatte *b*), $s = 1,45$ mm, 40 mm Kanalweite. Statischer Druck in der Absaugkammer bei verschiedenen Absaugmengen und Staudrücken.

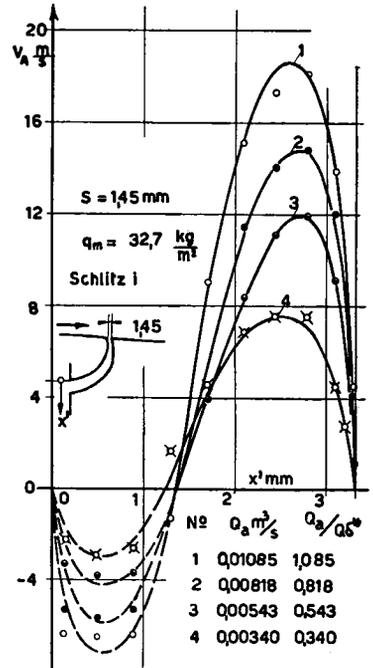


Fig. 63. Laminare Absaugversuche mit nach vorn gekrümmtem Absaugschlitz *i*) (Fig. 38), Meßplatte *b*), $s = 1,45$ mm, 40 mm Kanalweite. Geschwindigkeitsverteilung am Schlitzaustritt bei verschiedenen Absaugmengen, $q_m = 32,7 \text{ kg/m}^2$. Die Schlitzströmung löst auf der vorderen Schlitzseite laminar ab.

3. Untersuchung der Schlitzströmung bei laminarer Grenzschichtabsaugung mit dem nach hinten gekrümmten Absaugschlitz *h*

Auf Grund der laminaren Absaugversuche mit geraden und nach vorn gekrümmten Absaugschlitzen kann vermutet werden, daß die Schlitzströmung bei einem nach hinten gekrümmten Absaugschlitz *h*) (Fig. 64) früher turbulent wird als beim geraden Schlitz, bedingt durch die konkave Krümmung der vorderen Schlitzseite. Daß eine laminare Grenzschicht bei konkaver bzw. konvexer Krümmung früher bzw. später turbulent wird als an einer ebenen Oberfläche, zeigten Messungen von *F. und M. Clauser* (33) und von *M. Fauconnet* im Institut für Aerodynamik E. T. H. Zürich (noch nicht veröffentlicht).

Zur Prüfung der obigen Vermutung wurden laminare Absaugversuche mit einem einzelnen nach hinten gekrümmten Absaugschlitz *h*) (Fig. 64) durchgeführt, der sich auf der Unterseite eines 10,5 % dicken schwach gewölbten Profils (von Kap. 8) befand. Der Absaugschlitz war 0,73 m von der Flügelnause entfernt. Auf beiden Seiten der 0,18 m langen Meßabsaugung wurden Hilfsabsaugungen angebracht.

Messungen: Der statische Druck p_a im Absaugkasten und p auf der vorderen Seite des Absaugschlitzes wurde bei verschiedenen Staudrücken und

Absaugmengen bei $s = 1,0$ mm und $s = 1,25$ mm Schlitzweite gemessen, wobei der Anstellwinkel des Flügels konstant blieb. p_a und p wurden mit $0,5$ mm \varnothing Druckanschlußbohrungen gegenüber dem statischen Druck p_0 (siehe Kap. 8, Bestimmung von U_0) ermittelt.

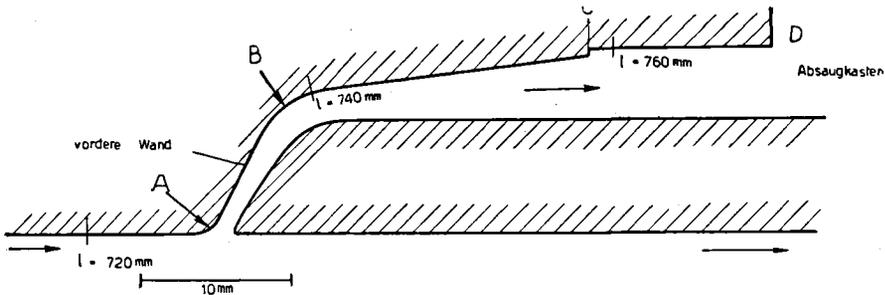


Fig. 64. Nach rückwärts gekrümmter Absaug Schlitz h .

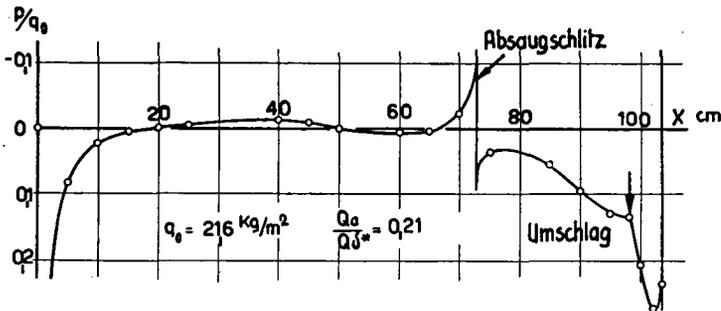


Fig. 65. Laminare Absaugversuche mit Schlitz h . Statischer Druckverlauf p/q_0 längs der Tiefe.

Der Verlauf des statischen Druckes vor dem Schlitz und im Schlitzdiffusor ist bei verschiedenen Schlitzweiten, Staudrücken und Absaugmengen $Q_a/Q_0\delta^*$ aus den Fig. 66—72 ersichtlich. δ^* = Grenzschichtverdrängungsdicke vor dem Absaug Schlitz, berechnet nach *Pohlhausen* aus der gemessenen Druckverteilung (Fig. 65).

Im hinteren geraden Teil des Schlitzdiffusors stieg der statische Druck an der mutmaßlichen Umschlagstelle stark an; anschließend erfolgte ein weiterer schwacher Druckanstieg. Eine Verlängerung des Schlitzdiffusors war im allgemeinen günstig.

Der Druckanstieg im Schlitzdiffusor und damit die Umsetzung der kinetischen Energie der Absaugluft in Druck sind beim Schlitz h) besser als beim geraden Schlitz a) oder b), besonders bei kleineren Re der Schlitzströmung. Entsprechend ergeben sich auch kleinere Unterdrücke im Absaugkasten (siehe Fig. 73 und 74).

Tabelle zu den Figuren 66—72.

q_0 kg/m ²	32,1	44,0	7,1	21,2	13,0
$Q_{0*} \cdot 10^{-3}$ m ³ /s ($b = 0,18$ m)	5,10	5,52	3,48	4,60	4,05

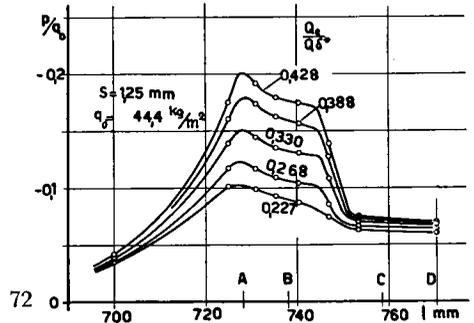
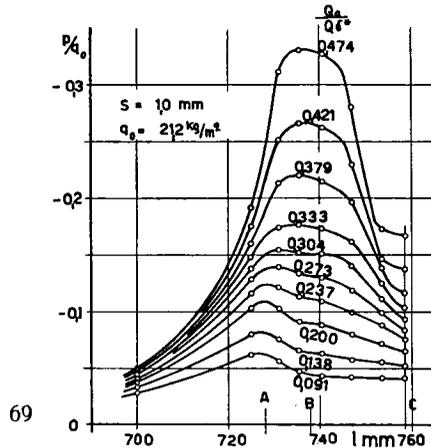
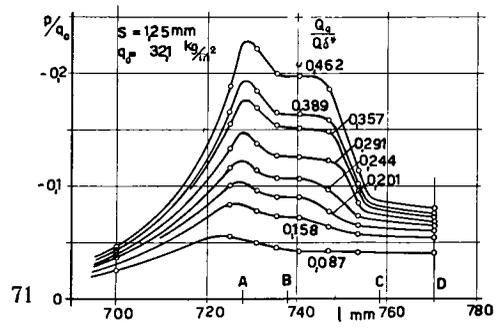
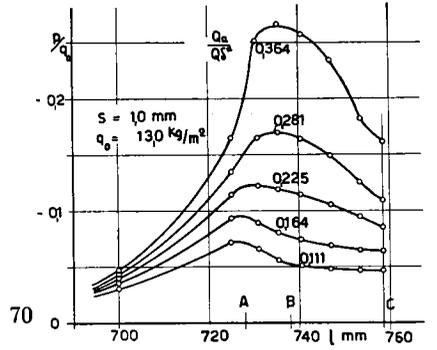
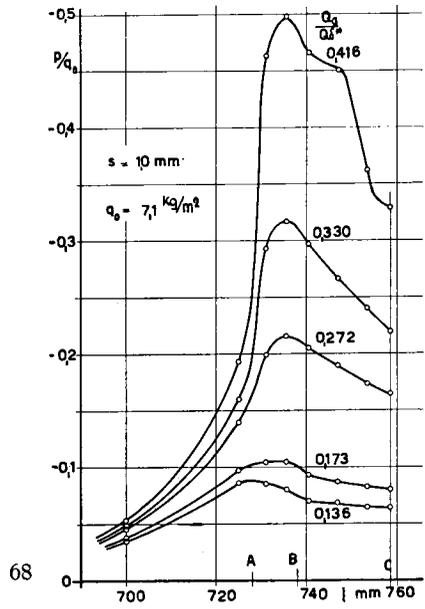
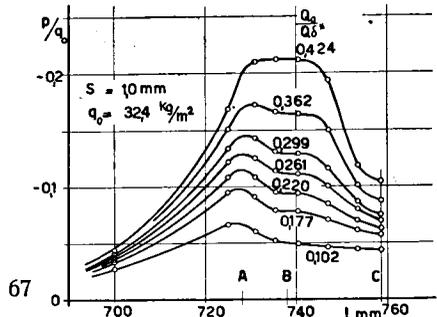
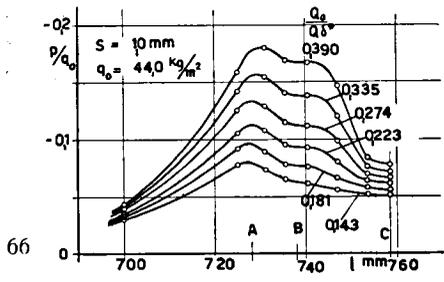


Fig. 66—72. Laminare Absaugversuche mit Schlitz h . Verlauf des statischen Druckes p/q_0 vor dem Schlitz und längs des Schlitzdiffusors bei verschiedenen Absaugmengen $Q_a/Q_0 \delta^*$ und Staudrücken q_0 . Kleinste Schlitzweite $s = 1,0$ mm und $1,25$ mm. $\delta^* =$ Verdünnungsdicke vor dem Schlitz.

Fig. 73 und 74. Laminare Absaugversuche mit Schlitz h . Statischer Druck p_A/q_0 in der Abs

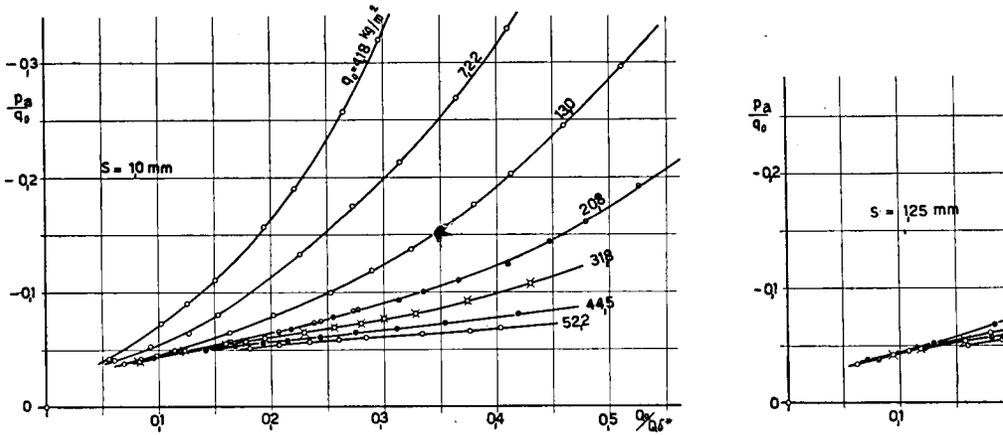


Fig. 73 und 74. Laminare Absaugversuche mit Schlitz h . Statischer Druck p_A/q_0 in der Abs
mengen Q_A/Q_d^* und Staudrücken q_0 , $s = 1,0 \text{ mm}$ und $1,25$

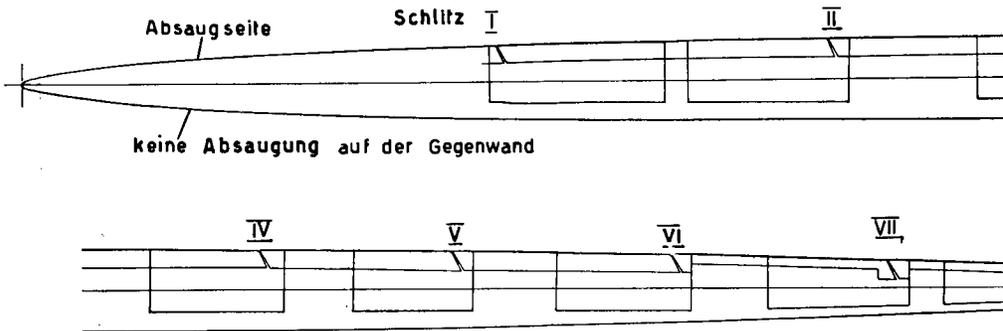


Fig. 75 a). Symmetrisches laminares Absaugprofil mit 8 Absaugschlitzen, d

7. KAPITEL

Versuche zur Laminarhaltung einer Grenzschicht bei hohen Reynolds'schen Zahlen mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung

1. Zweck der Versuche

Studium der laminaren Grenzschichtentwicklung mit Absaugung bei größeren Reynolds'schen Zahlen, normaler Windkanalturbulenz und zunächst geringem äußeren Druckanstieg an einem 3,35 % dicken symmetrischen Profil bei 0° Anstellwinkel (Profilform siehe Fig. 75 a). Die laminare Grenzschicht wurde in 8 hintereinanderliegenden Schlitzen abgesaugt.

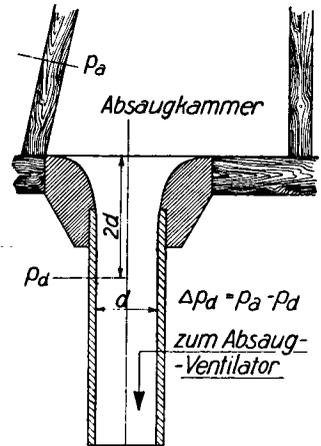
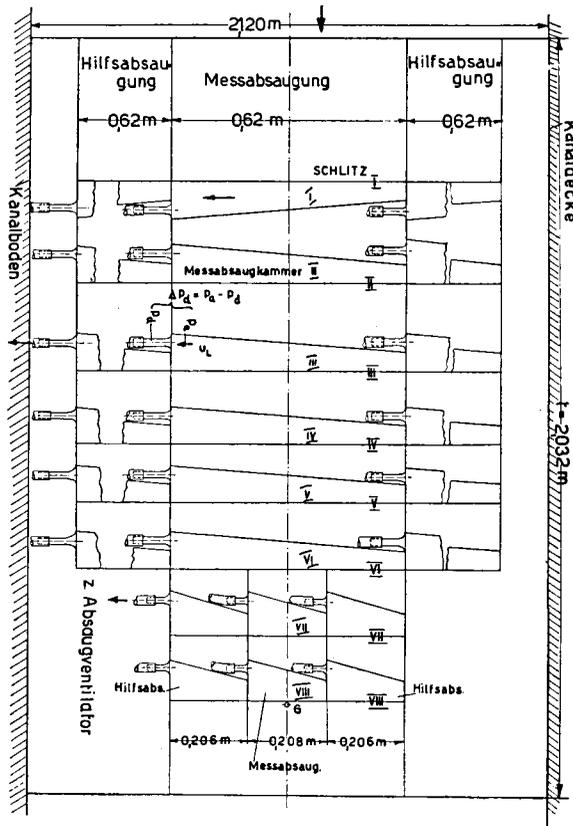


Fig. 75 b). Seitenansicht bei abgedeckter Gegenwand.

Fig. 75 c). Meßdüsen zur Absaugmengenmessung.

Es sollte ferner untersucht werden, ob mit Grenzschichtabsaugung laminar gleiche maximale Reynolds'sche Zahlen Re_θ oder Re_δ^* bezogen auf die Impulsangel- oder Verdrängungsdicke wie ohne Absaugung erreicht werden bei ähnlicher äußerer Druckverteilung.

2. Versuchseinrichtung

Der aus Holz gebaute Flügel von $t = 2,032$ m Tiefe wurde vertikal in der geschlossenen Windkanalmeßstrecke aufgestellt. Die Spannweite war gleich groß wie die Höhe der Meßstrecke (2,12 m). Aus meßtechnischen Gründen wurde nur die eine Flügelseite abgesaugt, während die Messungen auf der nichtabgesaugten Gegenseite den Vergleich ohne Absaugung lieferten.

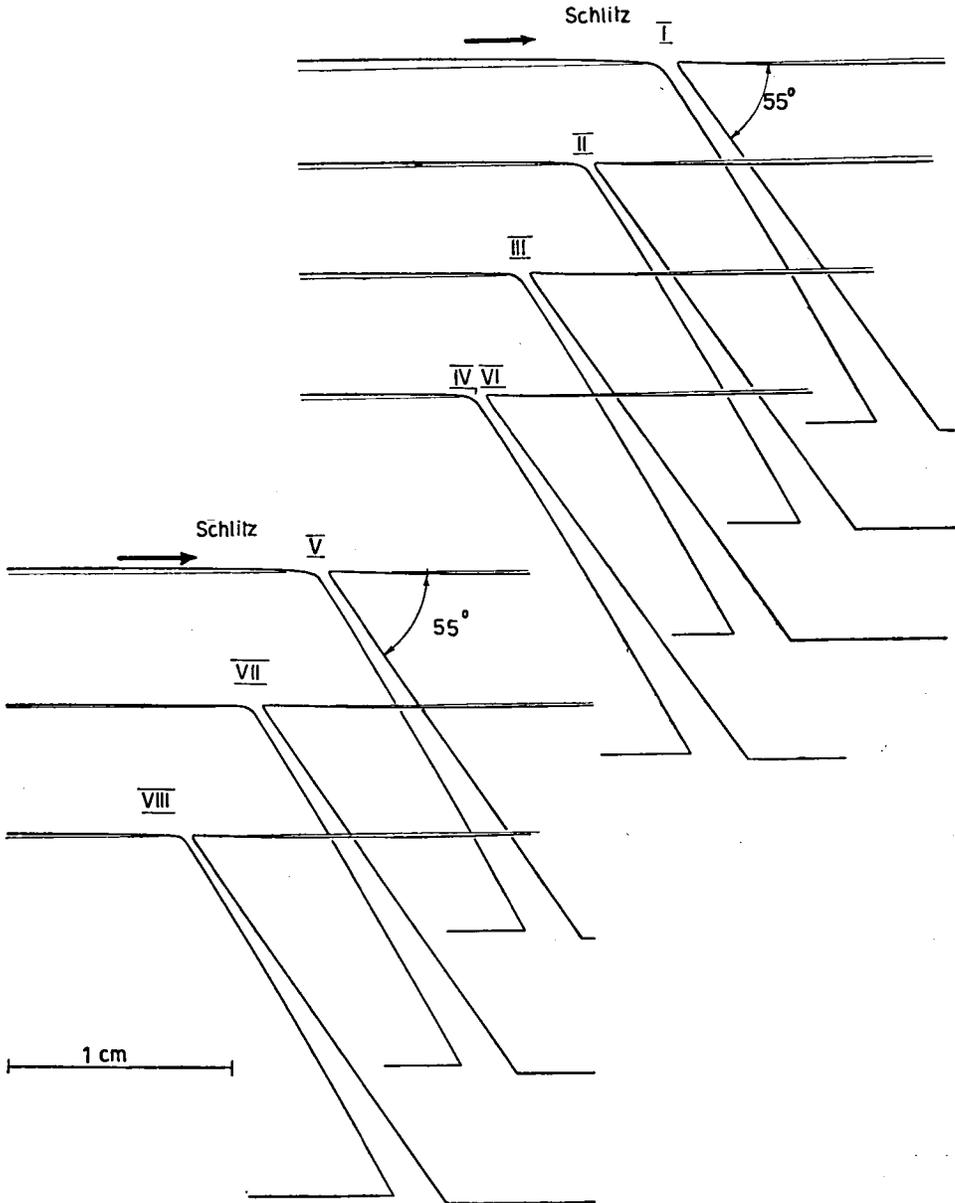


Fig. 76. Absaugschlitze I—VIII.

Die Absaugschlitze I—VIII sind aus der Schlitzzeichnung 76 ersichtlich. Sie sind gerade und unter 60° nach hinten geneigt.

Wie bisher wurden sie als Diffusoren mit kleinem Öffnungswinkel ausgebildet. Zur Verstärkung der Senkenwirkung wurde die Oberfläche in der Gegend der Schlitze auf Grund der Versuche von Kapitel 5 schwach gewellt (Fig. 76). Bei den ersten Versuchen wurden die Wellen übertrieben stark ausgebildet, was zur Folge hatte, daß die Grenzschicht nur mit sehr starker Absaugung laminar blieb. Schlitzweite und gegenseitige Lage von Schlitz-einlauf und Schlitzhinterkante wurden längs der Spannweite möglichst konstant eingestellt.

Die laminare Grenzschichtentwicklung mit Absaugung wurde in der Mitte des Flügels untersucht, wo sich die Meßabsaugschlitze mit den zugehörigen Absaugkammern befanden (Fig. 75b). Durch Hilfsabsaugungen seitlich der Meßabsaugung wurde erreicht, daß die Grenzschicht im ganzen Meßabschnitt laminar blieb.

Jeder Absaugschlitz wurde für sich gesondert abgesaugt. Die zugehörigen Hilfsabsaugungen wurden möglichst gleich wie die Meßschlitze eingestellt. Die Länge der Meßabsaugschlitze betrug bei den Schlitzen I—VI bzw. VII, VIII 0,620 m bzw. 0,208 m. Sämtliche Absaugkammern verlaufen quer zum Flügel konisch und sind im Querschnitt reichlich dimensioniert. Dadurch ergeben sich geringe Druckverluste in den Absaugkammern und eine gleichmäßige Absaugung längs der Spannweite. Die Absaugmenge jedes Meßabsaugschlitzes wurde mit geeichten Meßdüsen bestimmt, die am unteren Ende der betreffenden Absaugkammer angeschlossen waren. Die verwendeten Meßdüsen sind aus Fig. 75c ersichtlich. Sie wurden geeicht durch Messung der Geschwindigkeitsverteilung am Düsenende mit einem flachen Gesamtdruckrohr von $0,12 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ innerer Öffnung und $0,2 \text{ mm}$ äußerer Höhe und mit einem $1,0 \text{ mm}$ \varnothing statischen Druckrohr, dessen 2 seitliche $0,4 \text{ mm}$ \varnothing Meßbohrungen 9 mm vom halbrunden Kopf und 90 mm vom Haltestiel (2 mm \varnothing) entfernt waren. Düsendurchmesser d im zylindrischen Teil: für die Schlitze I—VI $d = 17 \text{ mm}$, VII, VIII $d = 13 \text{ mm}$. Der statische Druck in den Absaugkammern wurde an ihrem unteren Ende in genügender Entfernung von den Meßdüsen gemessen. Die Absaugluft wurde von den Meßdüsen durch Schlauchleitungen zum Absaugventilator geführt. Durch Drosseln dieser Schläuche und Ändern der Ventilatordrehzahl wurde die Absaugmenge der Schlitze eingestellt.

3. Messungen

I. Absaugseite:

1. Druckverteilung längs der Flügeltiefe, gemessen mit $0,5 \text{ mm}$ \varnothing statischen Druckanschlußbohrungen bis zum Schlitz VIII, von dort bis zur Hinterkante mit $1,0 \text{ mm}$ \varnothing statischem Druckrohr*);

2. Absaugmenge der 8 Meßabsaugschlitze, gemessen mit 17 mm \varnothing bzw. 13 mm \varnothing Düsen für die Schlitze I—VI bzw. VII, VIII;

3. statischer Druck in den 8 Meßabsaugkammern, gemessen mit $0,5 \text{ mm}$ \varnothing Druckanschlußbohrungen;

*) Das verwendete statische Druckrohr von $1,0 \text{ mm}$ \varnothing war gleich gebaut wie dasjenige, das bei den Meßdüsenmessungen verwendet wurde. Kontrollmessungen mit Druckanschlußbohrungen zeigten, daß der statische Druck p/q_0 auf $\pm 0,005$ genau gemessen wurde.

4. Grenzschichtprofil an der Stelle G 9 mm nach dem Schlitz VIII in 1,790 m Abstand von der Flügelnase;

5. Umschlagslage mit Stethoskop und aus dem Knick in der Druckverteilungskurve beim Umschlag.

Die Absaugung wurde so einreguliert, daß die Grenzschicht mit einem Minimum an Gesamtabsaugleistung möglichst lang laminar blieb. Die Messungen wurden bei verschiedenen Reynolds'schen Zahlen und jeweils verschiedenen Absaugmengen durchgeführt. Einige Messungen wurden mit breiteren Absaugschlitzen wiederholt.

Tabelle über Schlitzweiten s (mm).

Schlitz	Versuche 8—37, 19*	Versuche 38—71, 14*, 62*
I	$s = 0,5 - 0,55$ mm	$s = 0,65$ mm
II	$s = 0,30$ "	$s = 0,35$ "
III	$s = 0,36$ "	$s = 0,40 - 0,45$ "
IV	$s = 0,45 - 0,48$ "	$s = 0,45 - 0,50$ "
V	$s = 0,35 - 0,4$ "	$s = 0,4$ "
VI	$s = 0,4 - 0,45$ "	$s = 0,4 - 0,45$ "
VII	$s = 0,38 - 0,4$ "	$s = 0,4$ "
VIII	$s = 0,3$ "	$s = 0,35$ "

II. Gegenwand ohne Absaugung:

1. Grenzschichtprofil an der Hinterkante, } bei verschiedenen Re .
2. Umschlagsmessung mit Stethoskop, }

Das Grenzschichtprofil an der Stelle G auf der Absaugseite wurde mit einem flachen Gesamtdruckrohr von $0,12 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ innerer Öffnung und $0,2 \text{ mm}$ äußerer Höhe von der nichtabgesaugten Seite her gemessen. Durch ein Mikrometer konnte der Wandabstand des Staurohres auf $0,01 \text{ mm}$ genau eingestellt werden. Der statische Druck an der Stelle G wurde mit einer $0,5 \text{ mm } \varnothing$ Druckanschlußbohrung gemessen, die sich neben dem Gesamtdruckrohr befand.

Das Grenzschichtprofil an der Hinterkante der nichtabgesaugten Gegenwand wurde durch Messung des Gesamtdruckes und des statischen Druckes mit einem Gesamt- und einem statischen Druckrohr bestimmt, woraus sich nach bekannten Methoden (*Squire-Young*, RM 1838 (4)) der Profil-Widerstand der Gegenseite ohne Absaugung ergibt, gerechnet für beide Flügelseiten.

4. Bezeichnungen und Auswertung der Absaugversuche

Bezeichnungen:

- t = Flügeltiefe = $2,032 \text{ m}$,
 b = Spannweite der Meßabsaugung, für die Schlitze I—VI: $b = 0,620 \text{ m}$,
 VII, VIII: $b = 0,208 \text{ m}$, Bezugsfläche $F = b \cdot t$ (Projektionsfläche des Flügels),
 g_0 = ungestörter Gesamtdruck außerhalb der Grenzschicht oder Delle, gemessen gegenüber Atmosphäre (kg/m^2),

p_0 = statischer Druck in der Mitte der einen Seitenwand am Anfang der geschlossenen Meßstrecke, 0,90 m vor der Flügelnase (kg/m^2).

q_0 = Anblasstaudruck = $g_0 - p_0$ (kg/m^2),

U_0 = Anblasgeschwindigkeit = $\sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot q_0}$,

p = statischer Druck an der Oberfläche des Profils, gemessen gegenüber p_0 (kg/m^2),

p_a = statischer Druck in den Absaugkammern, gemessen gegenüber p_0 (kg/m^2),

Δp_g = Absauggebläsedruck (kg/m^2) bei Beschleunigung der Absaugluft auf U_0 ,

u_L = mittlere Luftgeschwindigkeit in der Absaugkammer quer zum Flügel an der Stelle der statischen Druckmessung (m/sec),

u = Geschwindigkeit in der Grenzschicht oder Delle (m/sec),

U = Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht oder Delle (m/sec),

Verdrängungsdicke $\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$, wo y = Wandabstand,

δ = gesamte Grenzschichtdicke,

Impulsmangeldicke $\theta = \int_0^\delta \left(\frac{u}{U}\right) \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$,

$H = \frac{\delta^*}{\theta}$,

θ_∞ = Impulsmangeldicke der einen Flügelseite weit hinten beim statischen Druck p_0 ,

$Re = \frac{U_0 \cdot t}{\nu}$, $Re_\theta = \frac{U \cdot \theta}{\nu}$,

Q_{a_i} = Absaugmenge der verschiedenen Meßabsaugschlitze $i = \text{I—VIII}$ für eine Flügelseite,

W_∞ = gesamter, für den Antrieb maßgebender Profilwiderstand,

W'_∞ = Widerstandsteil der Delle,

W_g = Widerstandsanteil der Absauggebläse.

Dimensionslose Beiwerte:

Absaugmengenbeiwert des Schlitzes i $c_{Q_i} = 2 \cdot \frac{Q_{a_i}}{U_0 \cdot F}$, gerechnet für beide Flügelseiten.

Gesamtabsaugmengenbeiwert für beide Flügelseiten:

$$c_{Q_i} = \sum_{i=1}^{VIII} c_{Q_i}$$

Absauggebläsedruckziffer $c_{p_{g_i}} = \frac{\Delta p_{g_i}}{q_0}$,

$$c_{w_\infty} = \frac{W_\infty}{q_0 F}, \quad c_{w'_\infty} = \frac{W'_\infty}{q_0 F}, \quad c_{w_g} = \frac{W_g}{q_0 F}.$$

Die Widerstände bzw. Beiwerte wurden für beide Flügelseiten gerechnet.

Auswertung der Absaugversuche.

Für die Auswertung des Widerstandes wurde vorausgesetzt, daß die Absaugluft durch die Absauggebläse (Wirkungsgrad η_g) auf die Anströmgeschwindigkeit U_0 in Flugrichtung nach hinten beschleunigt wird. Zur Überwindung des Widerstandsanteils der Delle wird ein Propeller (freifahrend oder im Tunnel eingebaut) vorausgesetzt (Wirkungsgrad η_p). Der Wirkungsgrad der Absauggebläse und des Propellers soll gleich sein: $\eta_g = \eta_p = \eta$.

Dann wird nach den Ausführungen in Kap. 4, 4, c) der gesamte, für den Antrieb maßgebende Profilwiderstand

$$W_\infty = 2 \cdot \sum_{i=1}^{VIII} \left(\frac{Q_a}{U_0} \left(\frac{\rho}{2} U_0^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2 \right) \right)_i + W'_\infty \quad (1)$$

$$= 2 \cdot \sum_{i=1}^{VIII} \left(\frac{Q_a}{U_0} \cdot \Delta p_g \right)_i + W'_\infty \quad (2), \quad \text{wo } \Delta p_g = \frac{\rho}{2} U_0^2 - p_a - \frac{\rho}{2} u_L^2. \quad (3)$$

Der Faktor 2 im ersten Glied rührt davon her, daß Q_a nur für eine Flügel-seite gemessen wurde.

Dimensionslos:

$$c_{w_\infty} = \frac{W_\infty}{q_0 F} = \sum_{i=1}^{VIII} \left(\frac{2 Q_a'}{U_0 F} \cdot \frac{\Delta p_g}{q_0} \right)_i + c'_{w_\infty}, \quad (4)$$

wo $c'_{w_\infty} = 2 \cdot \frac{2 \theta_\infty}{t} = \text{Widerstandsanteil der Delle.}$ (5)
(θ_∞ für eine Flügel-seite).

Mit dem Absaugmengenbeiwert $c_{Q_i} = \frac{2 \cdot Q_{a_i}}{U_0 F}$ (6)

und der Absauggebläse-Druckziffer $c_{p_{g_i}} = \frac{\Delta p_{g_i}}{q_0}$ (7)

wird: $\underline{c_{w_\infty}} = \sum_{i=1}^{VIII} c_{Q_i} \cdot c_{p_{g_i}} + c'_{w_\infty} = c_{w_g} + c'_{w_\infty},$ (8)

wo $c_{w_g} = \sum_{i=1}^{VIII} c_{Q_i} \cdot c_{p_{g_i}} = \text{Widerstandsanteil der Absauggebläse.}$ (9)

Zur Bestimmung von c_{w_∞} wurden die Widerstandsanteile c_{w_g} der Absauggebläse und c'_{w_∞} der Delle ermittelt.

c_{w_g} : Für die verschiedenen Versuche wurden die Werte c_{Q_i} und $c_{p_{g_i}}$ der Schlitze I—VIII nach (6), (7), (3) und damit c_{w_g} nach (9) bestimmt. $\frac{\rho}{2} u_L^2$ war in den meisten Fällen vernachlässigbar klein gegenüber $\frac{\rho}{2} U_0^2 - p_a$. Zur Bestimmung von $\underline{c'_{w_\infty}} = \frac{4 \cdot \theta_\infty}{t}$ wurde θ_∞ wie folgt ermittelt.

An der Stelle G 9 mm nach dem Schlitz VIII in 1,790 m Abstand von vorn wurde das Grenzschichtprofil gemessen. Von G aus wurde die laminare Grenzschicht-Entwicklung (Impulsmangeldicke θ und $Re_\theta = \frac{U \cdot \theta}{\nu}$) bis zum experimentell bestimmten Umschlagspunkt mit der gemessenen Druckverteilung nach Falkner und Howarth ((45), (46), (48)) weiter gerechnet. Im Umschlagspunkt wurde θ als konstant angenommen. Vom Umschlag bis zur

Hinterkante wurde θ mittels Differenzenrechnung nach *Squire-Young* (4) bestimmt unter Annahme gleicher Wandschubspannung τ_0 wie bei der turbulenten ebenen Platte ohne Druckgradient bei gleichen $Re_\theta = \frac{U \cdot \theta}{\nu}$ ($U =$ Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht) und mit $H = \frac{\delta^*}{\theta} = 1,40 =$ konstant:

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{\tau_0}{\rho U^2} - \frac{U'}{U} \cdot \theta (H + 2), \text{ (Grenzschichtimpulsgleichung)}$$

wo $H + 2 = 3,4$; $U' = \frac{dU}{ds}$, s längs Oberfläche.

Die Wandschubspannung ist $\frac{\tau_0}{\rho U^2} = \frac{1}{\xi^2} = f(Re_\theta)$,

wo $\xi = 2,557 \cdot \ln(4,075 \cdot Re_\theta)$ nach *Squire-Young* (4).

Tabelle für $\xi(Re_\theta)$ nach *Squire-Young*:

Re_θ	400	600	800	1000	1500	2000	
ξ	18,91	19,94	20,68	21,26	22,29	23,02	
Re_θ	3000	4000	5000	7000	10000	15000	
ξ	24,06	24,80	25,36	26,23	27,14	28,18	
Re_θ	20000	30000	40000	50000	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	10^6
ξ	28,91	29,99	30,70	31,27	33,05	34,83	38,94

Die Änderung von θ im Nachlauf von der Hinterkante bis sehr weit hinten wurde ebenfalls nach *Squire-Young* (4) bestimmt, wobei in der Delle $\ln\left(\frac{U_0}{U}\right) = k \cdot \frac{\delta^*}{\theta}$ angenommen wurde (siehe auch (61c)).

Die Impulsmangeldicke θ_∞ weit hinten wird:

$$\theta_\infty = \theta_h \cdot \left(\frac{U_h}{U_0}\right)^{\frac{H_h + 5}{2}}, \text{ wobei sich der Index } h \text{ auf die Hinterkante bezieht.}$$

Mit $H_h = 1,4$ wird $\theta_\infty = \theta_h \cdot \left(\frac{U_h}{U_0}\right)^{3,2}$, daraus folgen $c_{w\infty}'$ und $c_{w\infty}$.

5. Meßergebnisse

Die Meßergebnisse sind aus den Fig. 77—90 und den Versuchstabellen ersichtlich, die folgende Angaben enthalten (siehe hinten):

Versuchs-Nr.

$$q_0, U_0, \nu, Re = \frac{U_0 \cdot t}{\nu}, c_{Qt}, c_{wG};$$

c_Q und c_{pG} für die 8 Absaugschlitze,
die Impulsmangeldicke θ und den statischen Druck an der Grenzschichtmeßstelle G .

Die Druckverteilungen längs der Tiefe, die statischen Drücke in den Absaugkammern und die Umschlagslagen (Pfeile) bei verschiedenen Re und Absaugmengen sind in den Fig. 77–80 aufgetragen.

Die Druckverteilungen sind flach und weisen erst im hinteren Teil des Profils einen schwachen Druckanstieg auf. Der laminare Druckanstieg bis zum Umschlag beträgt $17 \div 21,5\%$ der Druckdifferenz zwischen Staupunkt

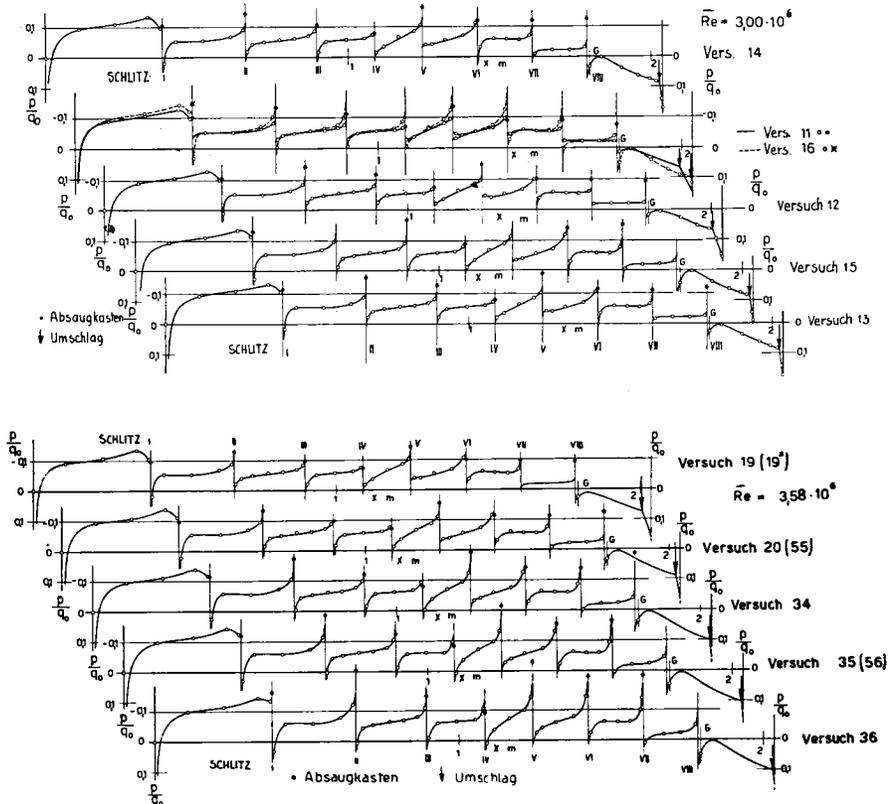


Fig. 77 und 78. Druckverteilung längs der Tiefe, statischer Druck in den Absaugkammern (ausgefüllte Kreise) und Umschlagsbeginn (vertikale Pfeile) bei verschiedenen Re und Absaugmengen. \bar{G} = Grenzschichtmeßstelle.

und Druckminimum. An den Absaugstellen zeigt sich der typische Druckanstieg infolge Senkenwirkung, der mit wachsender Absaugmenge stärker wird. Zwischen den Schlitten wird die Grenzschicht im allgemeinen beschleunigt. Erst nach dem Schlitz VIII erfolgt ein stärkerer laminarer Druckanstieg, der schließlich zum Umschlag im allgemeinen kurz vor der Hinterkante führt. Im Umschlag weisen die Druckverteilungskurven meistens den typischen Knick auf.

Die Unterdrücke in den Absaugkammern wachsen mit zunehmender Absaugmenge. Sie sind bei größeren Re geringer, ebenso bei breiteren Absaugschlitten.

Der Umschlagspunkt wandert bei größeren Re nach vorn, ebenso bei kleineren Absaugmengen. Die Absaugmengen c_{Qt} zur Laminarhaltung der Grenzschicht bis kurz vor die Hinterkante sind im allgemeinen gering. Mit wachsender Absaugmenge muß stärker abgesaugt werden, siehe Optimalkurve $c_{Qt\ opt} (Re)$ für den kleinsten Gesamtwiderstand (siehe Fig. 81).

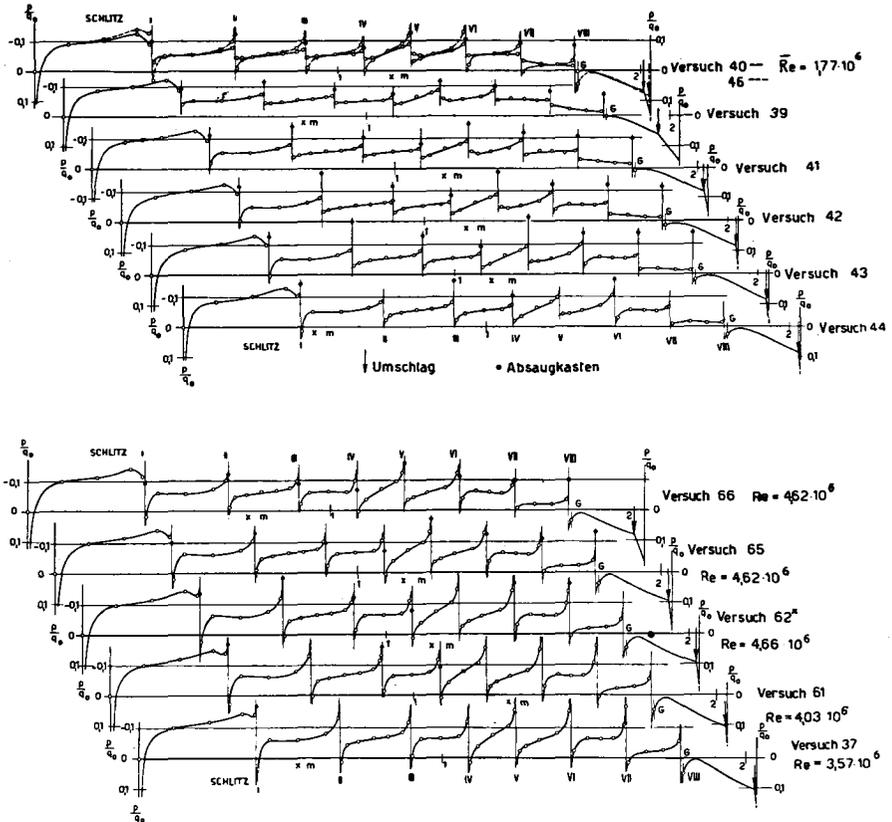


Fig. 79 und 80. Druckverteilung längs der Tiefe, statischer Druck in den Absaugkammern (ausgefüllte Kreise) und Umschlagsbeginn (vertikale Pfeile) bei verschiedenen Re und Absaugmengen. \bar{G} = Grenzschichtmeßstelle.

Bei kleineren Absaugmengen als $c_{Qt\ opt}$ sind im hinteren Teil des Profils einzelne turbulente Stöße mit dem Stethoskop feststellbar, die mit abnehmender Absaugmenge rasch häufiger werden und weiter vorn beginnen. Der Umschlag beginnt früher und erfolgt in einem mehr oder weniger breiten, nicht mehr scharf definierten Umschlagsbereich. Die Grenzschicht wird in diesen Fällen turbulent durch die Wirkung der Windkanalturbulenz.

Die kritischen Reynolds'schen Zahlen $Re_{\theta} = \frac{U \cdot \theta}{\nu}$ im Umschlag, bei denen die Grenzschicht unter der Wirkung der äußeren Turbulenz gerade noch laminar blieb, betragen bei $Re = 2 \div 4 \cdot 10^6$: $Re_{\theta_{kr}} = 930 \div 880$, und zwar

sowohl mit den schmäleren als auch mit den breiteren Absaugschlitzen. Bei größeren Re ergaben sich etwas niedrigere $Re_{\theta_{kr}}$.

Die kritischen Re_{θ} -Werte sind auf der Absaugseite ein wenig größer als auf der nichtabgesaugten Gegenwand und praktisch gleich groß wie beim 14 % dicken Laminarprofil von Fig. 12.

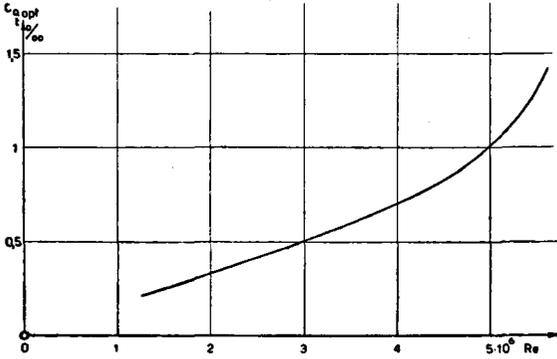


Fig. 81. Opt. Gesamtabsaugmenge $c_{Q,opt}(Re)$ für optimalen Gesamtwiderstand (gerechnet für beide Flügelseiten).

Daraus kann geschlossen werden, daß eine laminare Grenzschicht mit Absaugung bei denselben Re_{θ} -Werten durch eine äußere Turbulenz umschlägt wie ohne Absaugung bei gleicher flacher äußerer Druckverteilung, sofern die Schlitze richtig eingestellt sind.

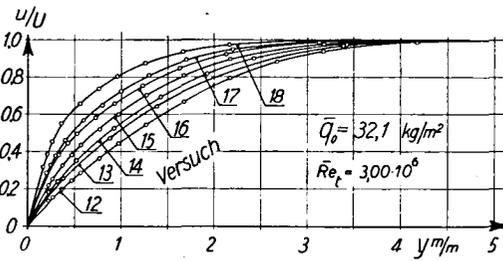


Fig. 82

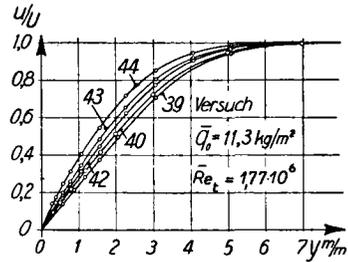


Fig. 83

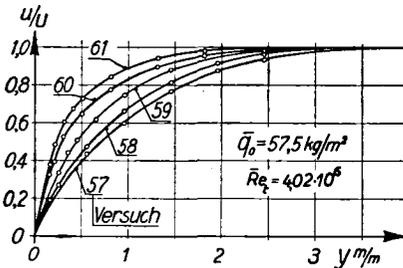


Fig. 84

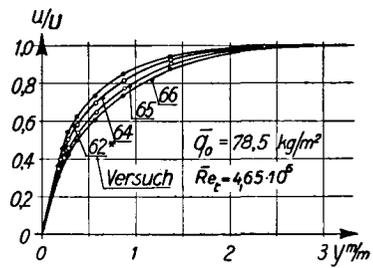


Fig. 85

Fig. 82—85: Geschwindigkeitsverteilung $u/U(y)$ in der Grenzschicht an der Stelle G 9 mm nach dem Schlitz VIII bei verschiedenen Re und Absaugmengen.

Erst bei sehr schwacher Absaugung ergaben sich kleinere $Re_{0,kr}$. Die Absaugschlitze waren für sehr kleine Absaugmengen wahrscheinlich zu breit (wie eine Nachrechnung der laminaren Grenzschichtentwicklung mit Absaugung zeigte), so daß am Schlitz einlauf eine lokale laminare Ablösung erfolgt, wodurch die nach den Schlitzen weitergehende Grenzschicht gestört wird (Stethoskopbeobachtung).

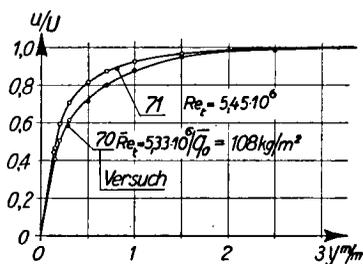


Fig. 86

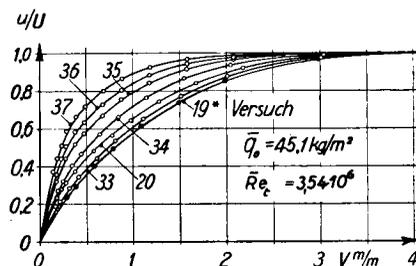


Fig. 87

Geschwindigkeitsverteilung $u/U(y)$ in der Grenzschicht an der Stelle G 9 mm nach dem Schlitz VIII bei verschiedenen Re und Absaugmengen.

Die Grenzschichtprofile an der Stelle G 9 mm nach dem Schlitz VIII sind aus den Fig. 82—87 bei verschiedenen Absaugmengen und Staudrücken ersichtlich.

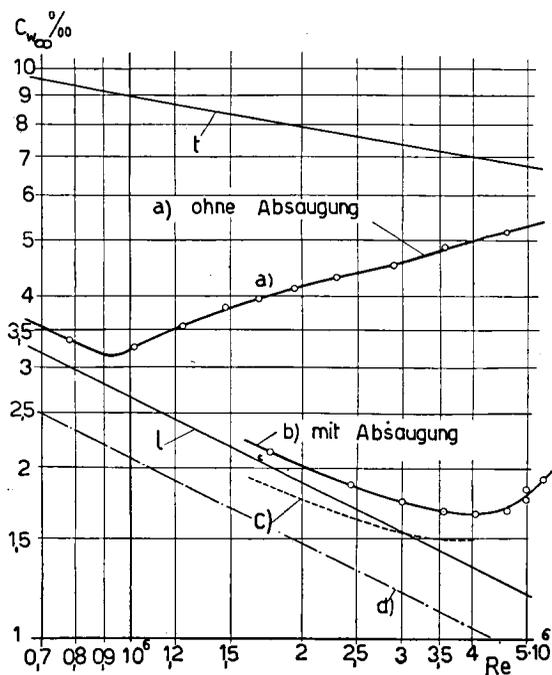


Fig. 88. Widerstandsverlauf $c_{w\infty}(Re)$ ohne Absaugung (Kurve a) und mit laminarer Absaugung (Kurve b), Absauggebläseleistung inbegriffen. Vorausgesetzt wurde $\eta_g = 1$ und Beschleunigung der Absaugluft auf U_0 , die kinetische Energie der Absaugluft in den Absaugkammern wurde berücksichtigt. $c_{w\infty}$ ist für beide Flügelseiten gerechnet. Der Widerstandsanstieg bei höheren Re ist durch die Windkanalturbulenz bedingt.

l = laminare Reibung der ebenen Platte (Blasius (47)),
 t = turbulente Reibung der ebenen Platte (Schlichting),

a) = $c_{w\infty}$ ohne Absaugung,
 b) = $c_{w\infty}$ mit Absaugung,
 c) = $c_{w\infty}$ mit Absaugung, wenn nach Schlitz VIII noch 2 weitere Absaugschlitze nachgeschaltet wären (rechnerisch).

d) = $0,787 \cdot c_{w,RL}$.

Bei schwacher Absaugung sind die Grenzschichtprofile ähnlich wie an einer ebenen Platte ohne Druckgradient (*Blasius* (47)) und werden mit wachsender Absaugmenge völliger. (Siehe auch Messungen von *M. Ras* (66), (67), (68) mit laminarer Flächenabsaugung und Rechnungen von *H. Schlichting* (70) über laminare Flächenabsaugung an einer ebenen Platte.)

In Fig. 88 ist der optimale Gesamtwiderstand $c_{w\infty}$ mit Absaugung (Kurve *b*) über $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ aufgetragen und mit der nichtabgesaugten Gegenseite verglichen (Kurve *a*).

Der Widerstand wird bei größeren Re durch die laminare Grenzschichtabsaugung wesentlich vermindert. Der Anstieg des Widerstandes infolge Kanalturbulenz beginnt mit Absaugung bei bedeutend größeren Re . Ohne Absaugung sinkt $c_{w\infty}$ mit Re ähnlich wie die laminare Plattenreibung bis $Re = 10^6$ und steigt bei größeren Re wieder an, bedingt durch das Nachvornwandern des Umschlags infolge der Windkanalturbulenz (Fig. 89).

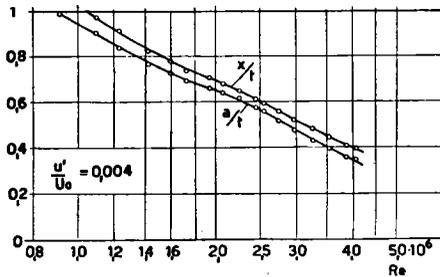


Fig. 89. Umschlagslage bei verschiedenen Re auf der nichtabgesaugten Gegenseite (Stethoskopbeobachtungen).

a = Umschlagsbeginn,
 x = Beginn der ausgebildeten turbulenten Grenzschicht (gemessen von vorn).

Der Widerstand mit Grenzschichtabsaugung war bis $Re = 4 \cdot 10^6$ nur wenig größer als die laminare Plattenreibung, wobei die Reynolds'schen Zahlen Re_θ relativ niedrig waren. Bei $Re = 4 \cdot 10^6$ ergab sich $c_{w\infty} = 0,00167$. Bei größeren $Re (> 4 \cdot 10^6)$ stieg $c_{w\infty}$ durch die Wirkung der Kanalturbulenz wieder an: Um bei höheren Re turbulente Stöße, die die Oberflächenreibung vergrößern und bei $Re_{\theta_{kr}}$ beginnen, zu vermeiden, muß in den Absaugschlitzen immer stärker abgesaugt werden. Dadurch ergeben sich größere Schlitzverluste und sehr dünne laminare Grenzschichten unmittelbar nach den Absaugschlitzen, wodurch die Oberflächenreibung verstärkt wird. Der Widerstand $c_{w\infty}$ wurde dadurch bei höheren Re wieder vergrößert, trotzdem die Grenzschicht bis $Re = 5,4 \cdot 10^6$ mit Hilfe der Absaugung laminar gehalten werden konnte. Bei größeren Re ergaben sich die niedrigsten Widerstände dann, wenn gerade einzelne wenige turbulente Stöße begannen, welche die Oberflächenreibung noch nicht stark erhöhten.

Der Verlauf von $c_{w\infty}$ und c_{wg} über der Absaugmenge c_{Qt} bei $Re = 3,0 \cdot 10^6$ ist aus Fig. 90 ersichtlich.

$c_{w\infty}$ ändert sich mit c_{Qt} ähnlich wie beim ersten 6,75 % dicken laminaren Absaugflügel (Kap. 4, 4):

Bei der optimalen Absaugmenge $c_{Qt\ opt}$ ist $c_{w\infty}$ am kleinsten. Bei kleineren c_{Qt} -Werten treten im hinteren Teil des Profils turbulente Stöße auf, die $c_{w\infty}$ erhöhen. Bei größeren c_{Qt} wird die laminare Grenzschicht dünner (siehe Grenzschichtmessungen Fig. 82–87), wodurch die Oberflächenreibung und $c_{w\infty}$ vergrößert werden.

Die Verbreiterung der Schlitzte ergab kleinere Unterdrücke im Absaugkasten und so etwas niedrigere c_{wg} und $c_{w\infty}$ (Versuch 38, 14*, 54).

Durch Anordnung weiterer Absaugerschlitze nach Schlitz VIII könnte der Widerstand noch weiter gesenkt werden, indem

1. die Grenzschicht bis zur Hinterkante laminar gehalten,
2. ein beträchtlicher Teil der kinetischen Nachlaufenergie der Grenzschicht an der Hinterkante zurückgewonnen werden könnte (vorausgesetzt ist Beschleunigung der Absaugluft auf U_0).

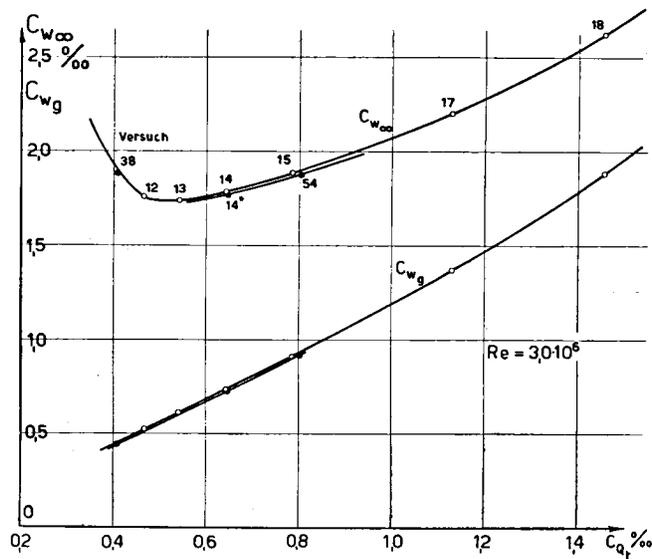


Fig. 90. Einfluß der Gesamtabsaugmenge c_{Qt} auf den Gesamtwiderstand $c_{w\infty}$ und den Widerstandsanteil c_{wg} der Absauggebläse. $c_{w\infty}$, c_{wg} , c_{Qt} sind für beide Flügelseiten gerechnet. $Re = 3,00 \cdot 10^6$. Bei den Versuchen 54, 14*, 38 (ausgefüllte Kreise) wurden die Absaugerschlitze etwas verbreitert, wodurch der Unterdruck in den Absaugkammern und damit c_{wg} und $c_{w\infty}$ vermindert wurden.

Die gestrichelte Kurve c (Fig. 88) zeigt, was durch Anordnung von 2 weiteren Schlitzten in der Nähe der Hinterkante widerstandsmäßig erreicht werden könnte. (Die Kurve c) wurde aus den Meßwerten mit Hilfe einer Theorie der laminaren Grenzschichtentwicklung mit Absaugung berechnet.)

Daß der für den Antrieb maßgebende Widerstand niedriger sein kann als die laminare Plattenreibung, kann durch die teilweise Rückgewinnung der relativ großen kinetischen Nachstromenergie der laminaren Grenzschicht erklärt werden. Der Widerstand der laminaren ebenen Platte könnte durch Nachstromausnutzung im Prinzip um 21,3 % vermindert werden (Fig. 88, Kurve d).

6. Erweiterung der Theorie von Schlichting über die laminare Grenzschichtentwicklung mit Flächenabsaugung bei Beschleunigung der Absaugluft auf die ungestörte Anblasgeschwindigkeit U_0

H. Schlichting berechnete die laminare Grenzschichtentwicklung an einer ebenen Platte mit Flächenabsaugung mit konstanter Absauggeschwindigkeit $-v_0$ senkrecht zur Platte (70). Schlichting machte für die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht folgenden Ansatz:

$$\frac{u}{U} = 1 - e^{-\eta} + K \cdot \eta \cdot e^{-\eta}, \quad \eta = \frac{y}{\delta_1(x)},$$

und erhielt so den in Fig. 91 gezeigten Verlauf der Oberflächenreibung c_{wR} bei verschiedenen Re und Absaugintensitäten $-\frac{v_0}{U_0}$ (U_0 = ungestörte Anblasgeschwindigkeit).

Der Zustand unendlich weit hinten auf der Platte wird streng richtig angegeben, während bei kleineren Re c_{wR} überschätzt wird. Ohne Absaugung ergibt sich nach *Schlichting*

$$c_{wR} = \frac{1,66}{\sqrt{Re}} \text{ statt } \frac{1,328}{\sqrt{Re}} \text{ nach Blasius.}$$

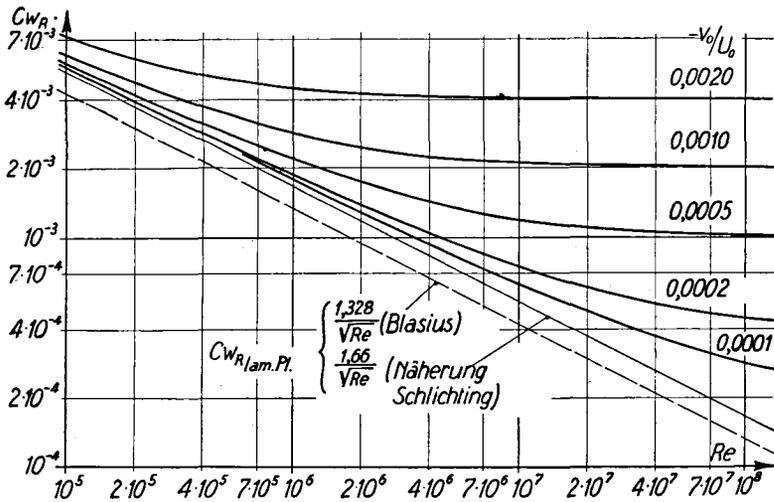


Fig. 91. Reibungswiderstand c_{wR} einer laminaren ebenen Platte mit Flächenabsaugung bei verschiedenen Re und Absauggeschwindigkeiten $-\frac{v_0}{U_0}$ nach *Schlichting* (70).

Wird die Absaugluft verlustlos auf U_0 beschleunigt, so wird der für den Antrieb maßgebende Widerstand c_{w2} wesentlich niedriger als die Oberflächenreibung c_{wR} , bedingt durch die Rückgewinnung der kinetischen Nachlaufenergie der sich sonst mit der Platte nach vorn bewegenden Absaugluft (siehe Fig. 92). Bei unendlich langer Platte wird $c_{w2} = \frac{1}{2} c_{wR}$.

Der Widerstand c_{w2} bei Beschleunigung der Absaugluft auf U_0 sinkt mit Re wesentlich stärker als die Oberflächenreibung c_{wR} , gleiche Absaugstärke

$-\frac{v_0}{U_0}$ vorausgesetzt. Damit sind bei höheren Re niedrige Widerstände c_{w2}

möglich bei relativ dünnen, stabilitätsmäßig besser beherrschbaren laminaren Grenzschichten. Umgekehrt dürften bei höheren zulässigen laminaren Re_{θ} -Werten (bei schwacher äußerer Turbulenz) mit Hilfe der laminaren Grenzschichtabsaugung sehr große Re laminar zu erreichen sein, wobei der Widerstand c_{w2} nur wenig größer als die laminare Plattenreibung würde.

Eine weitere Widerstandsverminderung würde sich ergeben, wenn außerdem die Grenzschicht am Plattenende verlustlos auf U_0 beschleunigt würde, wodurch deren Nachstromenergie zurückgewonnen werden könnte (siehe Fig. 93).

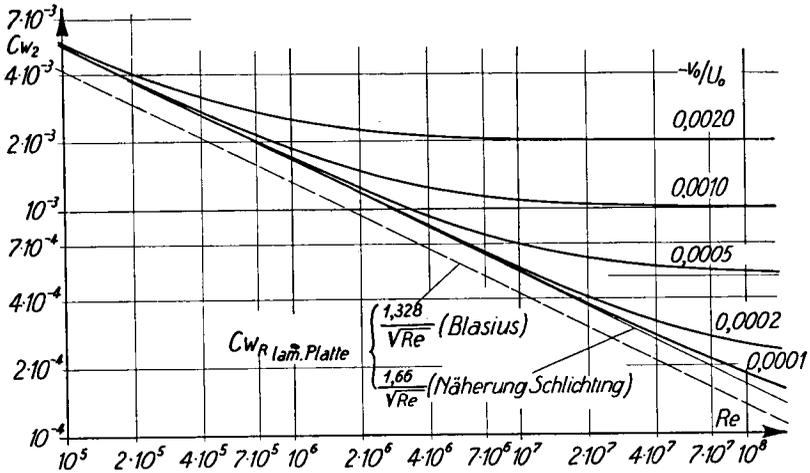


Fig. 92. Widerstand c_{w2} einer laminaren ebenen Platte mit Flächenabsaugung bei verschiedenen Re und Absauggeschwindigkeiten $-v_0/U_0$ bei verlustloser Beschleunigung der Absaugluft auf U_0 (Absauggebläseleistung inbegriffen).

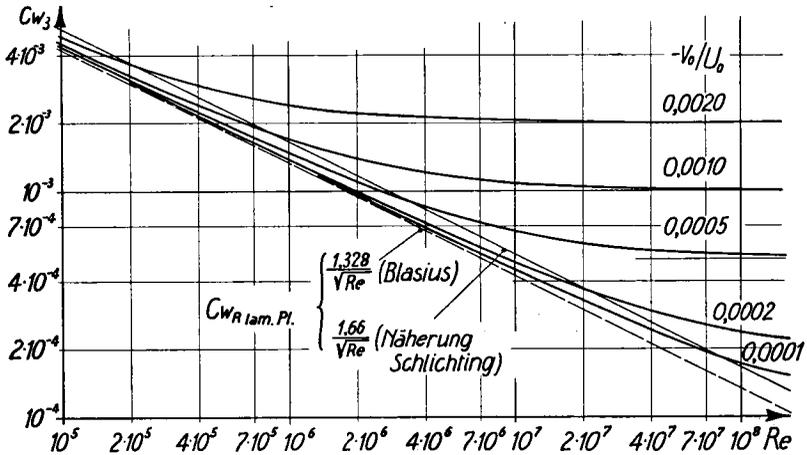


Fig. 93. Widerstand c_{w3} einer laminaren ebenen Platte mit Flächenabsaugung bei verschiedenen Re und Absauggeschwindigkeiten $-v_0/U_0$ bei verlustloser Beschleunigung der Absaugluft und der Grenzschicht am Plattenende auf U_0 (Absauggebläseleistung inbegriffen).

Die Ausnützung der Nachstromenergie der Grenzschicht an einem laminaren Absaugprofil könnte mit relativ geringen Verlusten erreicht werden durch allmähliches Absaugen der Grenzschicht im hinteren Teil des Profils

in mehreren hintereinander liegenden Absaugschlitzen bei nach hinten ansteigendem statischen Druck und durch Wiederbeschleunigung der Absaugluft auf U_0 . In jedem Schlitz braucht nur ein Bruchteil der jeweiligen Grenzschicht abgesaugt zu werden, so daß sich kleine Schlitzverluste ergeben. Auf diese Weise würde sich an der Flügelhinterkante eine dünne laminare Grenzschicht mit nur noch geringer Nachlaufenergie ergeben, die außerdem bei der nachfolgenden Beschleunigung in der Delle zum Teil noch zurückgewonnen wird. Bei Anordnung von Druckpropellern könnte ebenfalls ein geringer Teil der Grenzschichtnachstromenergie (ähnlich wie bei Schiffsnachstromschrauben) zurückgewonnen werden.

8. KAPITEL

Untersuchung eines 10,5% dicken schwach gewölbten laminaren Absaugprofils

1. Zweck der Untersuchung

Der laminare Druckanstieg mit Grenzschichtabsaugung wurde bei höheren Re und bei normaler Windkanalturbulenz an einem 10,5% dicken schwach gewölbten Profil bisher üblicher Dickenverteilung bei verschiedenen c_a studiert. Ferner wurde die Widerstandsverminderung durch die laminare Grenzschichtabsaugung untersucht.

2. Profil, Versuchsanordnung

Das untersuchte Profil mit den Absaugschlitzen ist aus Fig. 94 ersichtlich.

Profildicke	$d/t = 0,105,$
Wölbung der Mittellinie	$f/t = 0,019,$
Nasenkrümmungsradius	$R_0/t = 0,0097.$

Mit der gewählten Dickenverteilung beginnt der Druckanstieg auf der Oberseite verhältnismäßig weit vorn.

Der aus Holz gebaute Flügel wurde vertikal zwischen Boden und Decke der geschlossenen Windkanalmeßstrecke aufgestellt. Im mittleren Flügelabschnitt befanden sich die 0,18 m langen Meßabsaugschlitze mit beidseitigen Hilfsabsaugschlitzen. Auf der Oberseite bzw. Unterseite wurde die Grenzschicht durch 14 bzw. 10 Schlitze abgesaugt. Bei den meisten Versuchen wurden die vordersten Schlitze der Oberseite verkittet und nicht abgesaugt (siehe Versuchstabellen). An jedem Absaugschlitz wurde eine besondere Absaugkammer angeschlossen, in welcher der statische Druck gemessen wurde. Die Absaugmenge jedes Meßabsaugschlitzes wurde mit geeichten Meßdüsen bestimmt, die am unteren Ende der Absaugkammer angeschlossen waren. Die Absaugkammern wurden in Absaugrichtung konisch ausgeführt und im Querschnitt reichlich dimensioniert. Die Hilfsabsaugungen wurden möglichst gleich wie die Meßabsaugung eingestellt.

Schi

Profilform bei den Versuchen 14-21
Schlitz 1 verkittet und nicht abgesaugt

J±

Schl1 (zweite
bei den Versuchen 14-21

0,15

0,17

Schlitzweite bei den
Versuchen 27- 54

0,24

0,24

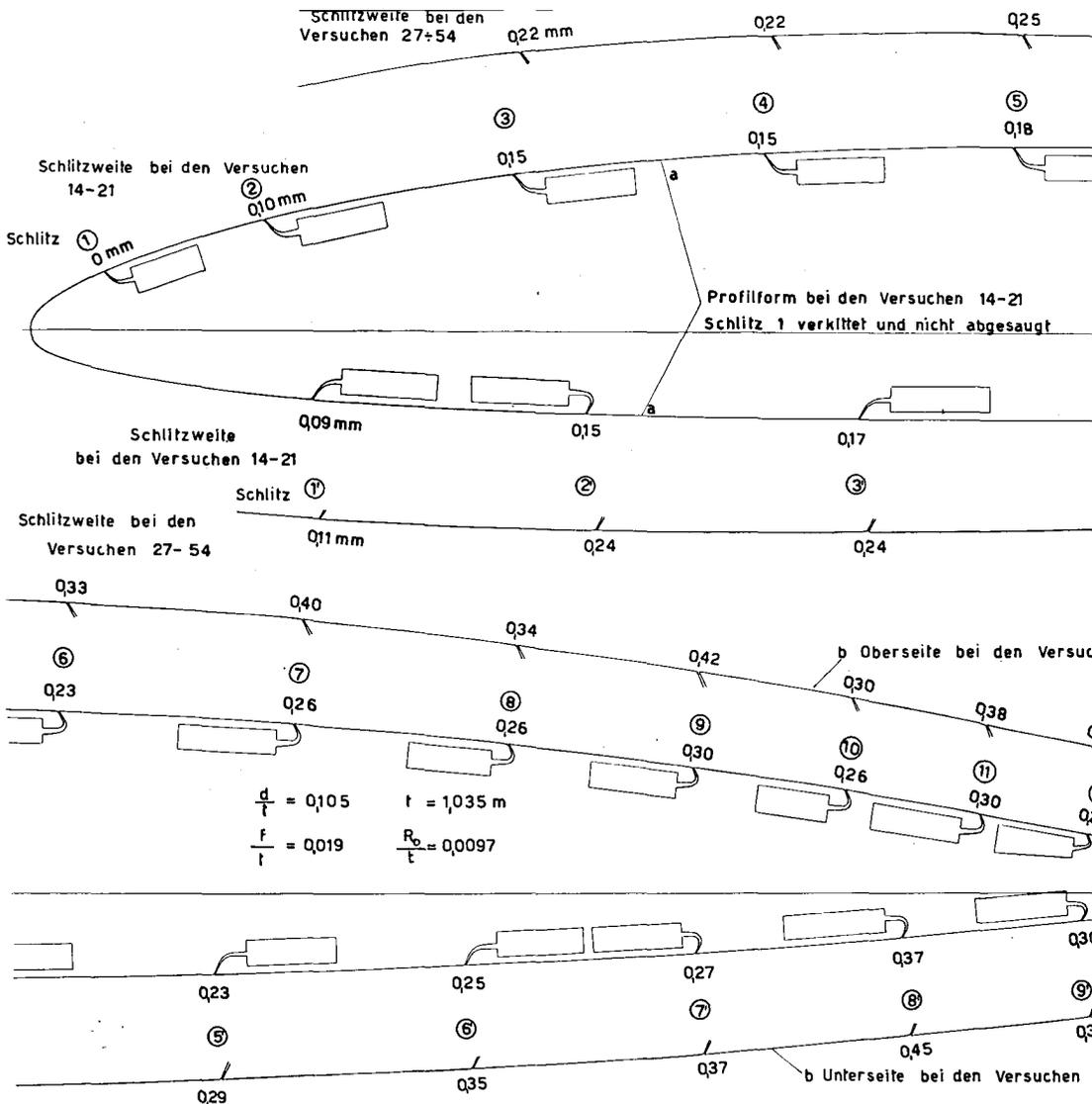


Fig. 94. Laminares Absaugprofil, $d/t = 0,105$, $f/t = 0,019$. Profilform, Form und La

Form und Lage der Absaugschlitze sind aus Fig. 94 ersichtlich. Die als Diffusoren ausgebildeten schmalen Schlitze sind 60° nach hinten geneigt. Die Krümmung der Schlitze nach vorn oder hinten diente nur zur Umlenkung der Absaugluft und nicht zum künstlichen Turbulentmachen der Schlitzströmung.

Um den laminaren Druckanstieg durch Senkenwirkung zu verstärken, wurde die Oberfläche im Gebiet der Schlitze auf Grund früherer Versuche schwach gewellt, beim Versuch 21 wesentlich schwächer als bei den Versuchen 27 + 55 (siehe Profilzeichnung).

Die Absaugschlitze wurden längs der Spannweite möglichst gleich eingestellt (konstante Schlitzbreite und Versetzung der Schlitzhinterkante gegenüber dem Schlitzeinlauf längs des Schlitzes).

3. Messung mit laminarer Grenzschichtsabsaugung

a) Druckverteilung längs der Tiefe, gemessen mit 0,5 mm \varnothing Druckanschlußbohrungen und mit 1,0 mm \varnothing statischem Druckrohr;

b), c) Absaugmenge und statischer Druck in den verschiedenen Meßabsaugkammern (mit geeichten Meßdüsen und mit 0,5 mm \varnothing Bohrungen);

d) Impulsmessungen im Nachlauf.

Der Grenzschichtzustand im Absauggebiet wurde mit dem Stethoskop nachgeprüft. Die Grenzschichtabsaugung wurde auf möglichst geringen Gesamtwiderstand einreguliert.

Die Versuche wurden bei verschiedenen c_a (aus Druckverteilung) und $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ durchgeführt, wobei in einigen Fällen die Absaugmenge variiert wurde. Bei den Versuchen 27 + 55 wurden die Schlitzweiten gegenüber Versuch 21 vergrößert.

Zum Vergleich wurde $c_{w\infty min}$ ohne Absaugung im nichtabgesaugten Flügelteil bei verschiedenen Re mit der Impulsmethode bestimmt (siehe Fig. 95).

Bezeichnungen und Auswertung der Absaugversuche

Flügelteufe $t = 1,035$ m,

Spannweite der Meßabsaugung $b = 0,18$ m,

Bezugsfläche $F = b \cdot t = 0,186$ m².

Der untersuchte Flügel war im Verhältnis zum Meßstreckenquerschnitt ($3 \times 2,12$ m, 8-eckig) relativ groß. Das Profil arbeitet dann zwischen seitlichen Wänden bzw. in einer Flügelgitterreihe (Spiegelflügel). Um aus den Meßwerten die Eigenschaften des untersuchten Flügels als Einzelprofil im unbegrenzten Luftstrom zu erhalten, wurden der ungestörte Anblasdruck q_0 bzw. die ungestörte Anblasgeschwindigkeit U_0 und die statischen Drücke am Profil wie folgt ausgewertet. Die seitlichen Kanalwände bzw. die an ihnen gespiegelten Flügel bewirken, daß der in Kanalmitte befindliche Meßflügel mit einer um ΔU größeren Geschwindigkeit angeblasen wird als mit der Anströmgeschwindigkeit U_{0G} weit vorn: $U_0 = U_{0G} + \Delta U$. (Der Index G bezieht sich auf die Gitterreihe.) ΔU ist dabei die Zusatzgeschwindigkeit der

gespiegelten Flügel am Ort des Meßflügels. Der ungestörte statische Druck p_0 am Ort des Meßflügels ist um $q/2$ ($U_0^2 - U_{0G}^2$) tiefer als der statische Druck p_{0G} weit vor dem Flügel.

Die Zusatzgeschwindigkeit ΔU am Ort des Meßflügels unter dem Einfluß der gespiegelten Flügel wurde berechnet, indem diese durch je eine Quelle und eine Senke in 0,8 m Abstand in Anblasrichtung und einen Wirbel ersetzt wurden. Die Ergiebigkeit wurde so gewählt, daß die größte Dicke der gespiegelten Flügel gleich war wie beim Meßflügel. Die gespiegelten Wirbel ergeben in der Mitte des Kanals am Ort des Meßflügels keine Zusatzgeschwindigkeit in Anströmrichtung; dagegen wird die wirksame Profildübelung mit wachsendem c_a um Δf verstärkt (siehe *Prandtl-Betz* (85)): $\frac{\Delta f}{t} = 0,0023 \cdot c_a$. Es ergab sich $\frac{\Delta U}{U_{0G}} = 0,006$, also $U_0 = 1,006 \cdot U_{0G}$. Gemessen wurden die statischen Drücke p_{w1} und p_{w2} an beiden Kanalseitenwänden an der Stelle der größten Profildicke bei eingebautem Meßflügel, ferner der ungestörte Gesamtdruck g_0 und der statische Druck $p_{0z'}$ am Ort des Meßflügels, wenn er ausgebaut war ($p_{w1,2}$, p'_{0G} und g_0 wurden gegenüber Atmosphäre gemessen). p_{w1} und p_{w2} sind wegen der Zirkulation um den Flügel im allgemeinen verschieden. Wegen der Verdrängungswirkung der Delle hinter dem Flügel ist p'_{0G} schwach verschieden von p_{0G} .

Die statischen Drücke p an der Profiloberfläche und p_a in den Absaugkammern wurden gegenüber p_0 bestimmt.

Auswertung von p_0 , q_0 , U_0 aus p_{w1} , p_{w2} :

Die Zusatzgeschwindigkeit ΔU_w an den Kanalseitenwänden an der Stelle der größten Profildicke unter dem Einfluß des Meßflügels und der gespiegelten Flügel zusammen wurde berechnet, wobei alle Flügel durch je eine Quelle und eine Senke in 0,8 m Abstand ersetzt wurden. Aus ΔU_w , ΔU und $p_w = \frac{p_{w1} + p_{w2}}{2}$ folgt der ungestörte statische Druck p_0 am Ort des Meßflügels (quadratische Glieder von ΔU und ΔU_w vernachlässigt):

$$\frac{p_0 - p_w}{q_{0G}} \approx \frac{2(\Delta U_w - \Delta U)}{U_{0G}}, \quad \text{wo } \frac{\Delta U_w}{U_{0G}} = 0,015. \quad \begin{aligned} q_0 &= g_0 - p_0, \\ U_0 &= \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot q_0}. \end{aligned}$$

Die weiteren Bezeichnungen und die Widerstandsauswertung sind gleich wie in Kapitel 4, 4. Es wurde Beschleunigung der Absaugluft auf U_0 und gleicher Wirkungsgrad von Propeller und Absauggebläse vorausgesetzt. Die kinetische Energie $q/2 \cdot u_L^2$ der Absaugluft in der Absaugkammer wurde im Gebläsedruck Δp_g berücksichtigt.

Q_{ai} = Absaugmenge des Schlitzes i , gemessen mit geeichten Meßdüsen gleicher Form wie bei den Versuchen von Kapitel 7.

Δp_{gi} = Absauggebläsedruck für Schlitz i ,
 $= q_0 - p_{ai} - q/2 \cdot u_L^2$,

p_{ai} = statischer Druck in der Absaugkammer i , gemessen mit 0,5 mm \varnothing Bohrungen,

p = statischer Druck an der Oberfläche,

$Re = \frac{U_0 t}{\nu}$,

Absaugmengenbeiwert $c_{Q_i} = \frac{Q_{a_i}}{U_0 \cdot F}$ des Schlitzes i ,

Gesamtabsaugmengenbeiwert $c_Q = \sum_{i=1}^{14} c_{Q_i}$, $c_{Q_o} = \sum_{i=1}^{14} c_{Q_i}$ für Oberseite,

$c_{Q_u} = \sum_{i=1'}^{10'} c_{Q_i}$ für Unterseite.

Widerstandsanteil des Absauggebläses $c_{w_g} = \sum_{i=1}^{14} (c_Q \cdot c_{p_g})_i$,

„ der Delle $c_{w'_\infty} = \frac{2 \theta_\infty}{t}$, bestimmt durch Impulsmessungen,

Gesamter, für den Auftrieb maßgebender Profilwiderstand

$$c_{w_\infty} = c_{w'_\infty} + c_{w_g}.$$

c_a wurde aus den Druckverteilungsmessungen ausgewertet.

Die Versuchsergebnisse sind aus den Versuchstabellen Seite 102 und den Fig. 95—103 ersichtlich.

4. Meßergebnisse

Der minimale Widerstand mit laminarer Grenzschichtabsaugung (inkl. Absaugleistung) ist in Fig. 95 über Re für verschiedene c_a aufgetragen und mit der Messung ohne Absaugung verglichen.

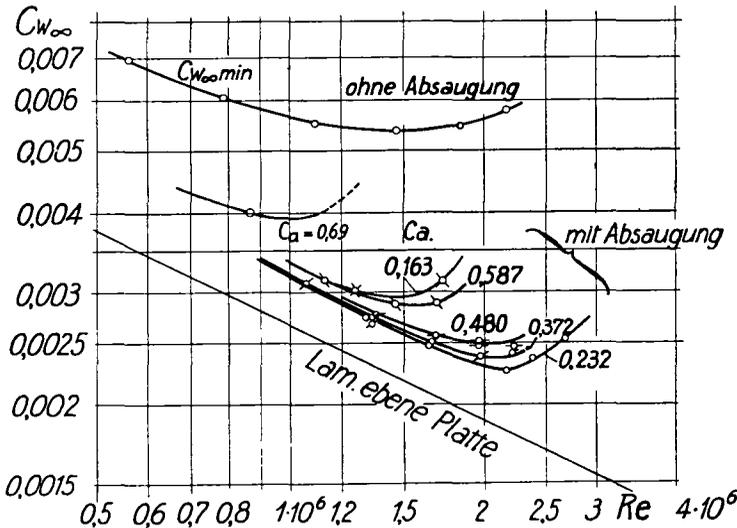


Fig. 95. Laminares Absaugprofil, $d/t = 0,105$. Opt. Gesamtwiderstand c_{w_∞} mit Absaugung (Absauggebläseleistung inbegriffen) bei verschiedenen Re und c_a , ferner $c_{w_\infty min}$ ohne Absaugung.

Trotz der widerstandsmäßig nicht besonders günstigen Dickenverteilung ergibt sich bei $Re = 2,2 \cdot 10^6$ ein Gesamtwiderstand $c_{w\infty opt} = 0,0023$ mit Absaugung gegenüber $c_{w\infty opt} = 0,00535$ ohne Absaugung bei $Re = 1,4 \cdot 10^6$. Mit Absaugung sinkt $c_{w\infty}$ mit wachsenden Re bis $2 \cdot 10^6$ ähnlich wie die laminare Reibung der ebenen Platte und ist nur wenig größer als diese.

Bei $Re > 2,2 \cdot 10^6$ steigt $c_{w\infty}$ infolge der Windkanalturbulenz wieder an (Beginn einzelner turbulenter Stöße ähnlich wie bei den Absaugversuchen von Kapitel 7).

Durch Verbreitern der Absaugschlitze (Versuche 27 ÷ 55) wurden die Schlitzverluste und $c_{w\infty}$ vermindert (Vergleich der Versuche 27 und 21).

Fig. 96 zeigt die optimalen Profilwiderstandspolaren mit laminarer Grenzschichtabsaugung bei verschiedenen Re .

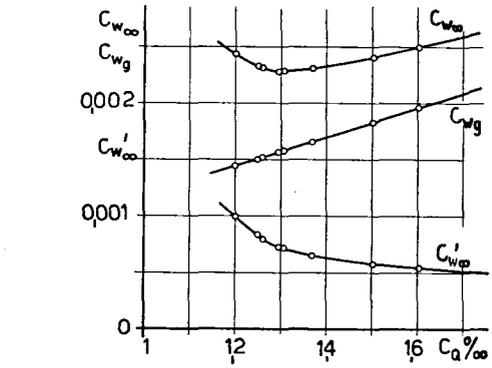
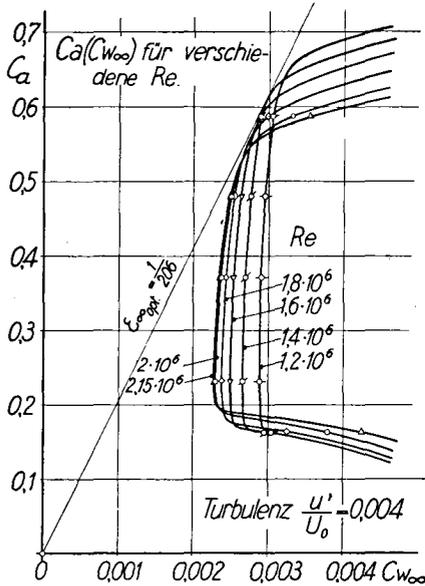


Fig. 97. Laminares Absaugprofil, $d/t = 0,105$. Einfluß der Absaugmenge c_Q auf $c_{w\infty}$, $c_{w\infty}'$, c_{wg} .

Fig. 96. Laminares Absaugprofil, $d/t = 0,105$. c_p ($c_{w\infty}$) mit Absaugung bei verschiedenen Re (Absaugegebläseleistung inbegriffen).

Durch die vollständige Laminarhaltung der Grenzschicht bis zur Hinterkante auf beiden Flügelseiten bleibt $c_{w\infty}$ in einem beträchtlichen c_a -Bereich niedrig, wodurch sich günstige Profilgleitzahlen ergeben. Bei größeren c_a muß auf der Oberseite stärker abgesaugt werden, um die Grenzschicht bei dem zunehmenden Druckanstieg immer noch bis zur Hinterkante laminar zu halten, während die Absaugung der Unterseite entsprechend entlastet werden kann, und umgekehrt.

Bei noch größeren bzw. kleineren c_a wird schließlich die eine Flügelseite durch die beginnende Sogspitze an der Flügelnase trotz stärkerer Absaugung turbulent, wodurch der Widerstand entsprechend zunimmt.

Der Einfluß der Absaugmenge c_Q auf $c_{w\infty}$, $c_{w\infty}'$ und c_{wg} ist aus Fig. 97 ersichtlich ($Re = 2,2 \cdot 10^6$).

Bei $c_{w\infty opt}$ bleibt die Grenzschicht mit geringen Absaugmengen c_{Qopt} auf beiden Flügelseiten gerade noch bis zur Hinterkante laminar. Bei größeren Absaugmengen ($c_Q > c_{Qopt}$) steigt die laminare Oberflächenreibung

und der Gesamtwiderstand $c_{w\infty}$. Bei schwächerer Absaugung ($c_Q < c_{Qopt}$) beginnen in der Grenzschicht im Druckanstiegsgebiet einzelne turbulente Stöße, die mit abnehmender Absaugmenge rasch häufiger werden und die Oberflächenreibung und $c_{w\infty}$ verschlechtern.

Der prozentuelle Widerstandsanteil der Absauggebläse am Gesamtwiderstand ist besonders bei größeren Re beträchtlich.

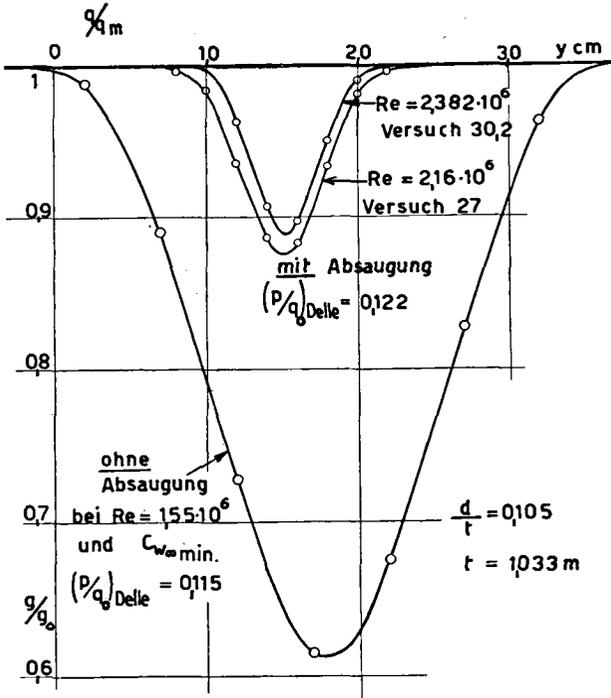


Fig. 98. Laminares Absaugprofil, $d/t = 0,105$. Gesamtdruckverteilung in der Delle mit und ohne Grenzschichtabsaugung.

Fig. 98 zeigt einen Vergleich der Dellen mit und ohne Absaugung. Der Widerstandsanteil der Delle mit Absaugung ist sehr viel kleiner als der Widerstand ohne Absaugung.

Die Druckverteilungen längs der Tiefe sind aus den Fig. 99—103 ersichtlich. Die mit Druckanschlußbohrungen gewonnenen Meßpunkte und die statischen Drücke in den Absaugkammern sind eingetragen. Die Druckverteilungskurven wurden durch Messungen mit einem 1,0 Ø statischen Druckrohr ergänzt; die zugehörigen Meßpunkte wurden nicht miteingetragen.

Mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung wurden bei größeren Re beträchtliche laminare Druckanstiege erreicht, so z. B. bei Versuch

No.	c_a	$Re \cdot 10^{-6}$	Laminarer Druckanstieg %
27,1	0,232	2,16	49
44	0,477	2,22	56
55,3	0,587	1,45	63,3

Die Senkenwirkung trägt zum laminaren Druckanstieg wesentlich bei.

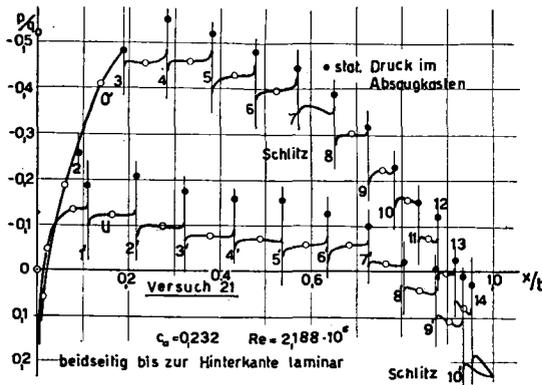


Fig. 99

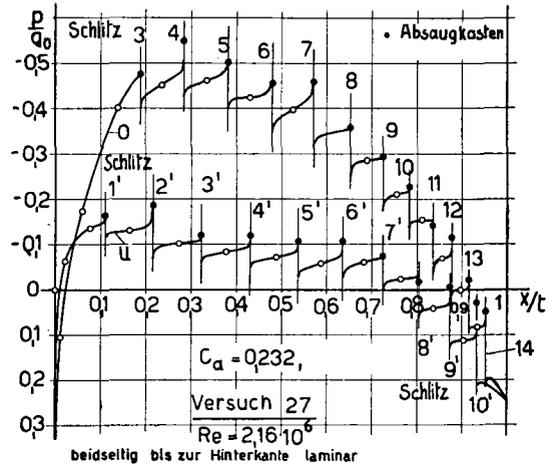


Fig. 100

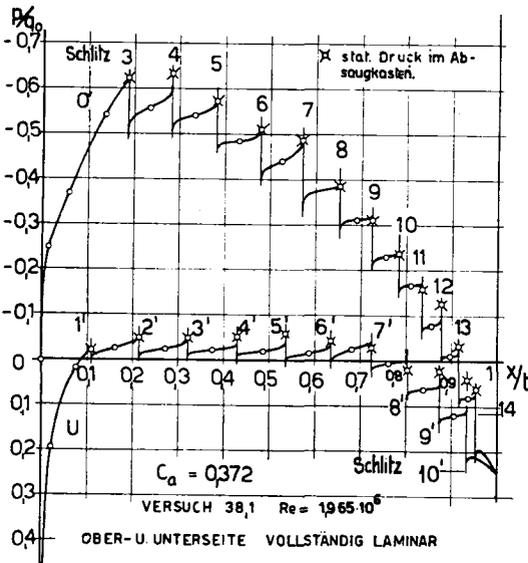


Fig. 101

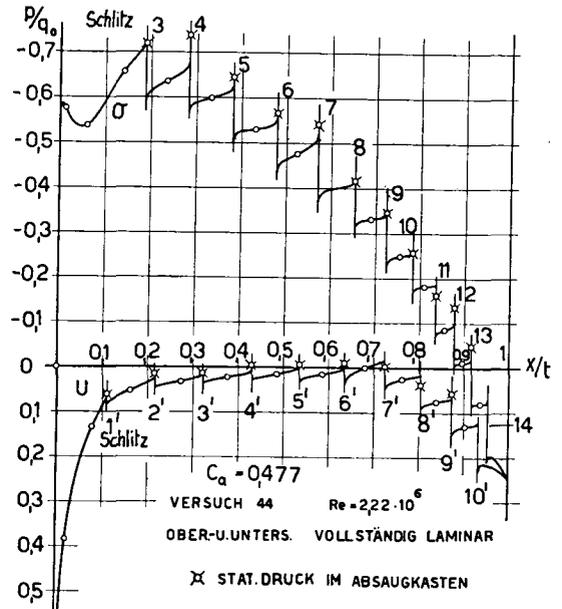


Fig. 102

Fig. 99–102. Laminares Absaugprofil, $d/t = 0,105$. Druckverteilungen längs der Tiefe bei verschiedenen c_a . Beim Versuch 21 ist die Senkenwirkung schwächer als beim entsprechenden Versuch 27.

Für einige Fälle wurde die laminaire Grenzschichtentwicklung längs der Tiefe bis zur Hinterkante ermittelt. Die Grenzschicht-Entwicklung längs der Wand zwischen den Schlitzen wurde nach Pohlhausen (43) durchgerechnet. Die Grenzschichtimpulsmangeldicke θ unmittelbar nach den Absaugstellen wurde aus der Impulsmangeldicke des nicht abgesaugten Teils der

Grenzschicht vor der Absaugstelle nach *Bernoulli* bestimmt (Vermischung innerhalb der Grenzschicht beim Druckanstieg infolge Senkenwirkung vernachlässigt). Daraus ergab sich θ längs der Tiefe bzw. $Re_\theta = \frac{U\theta}{\nu}$ (U = Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht an der jeweiligen Stelle). Mit $Re_{\theta_{kr}}$ werden diejenigen kritischen Reynolds'schen Zahlen Re_θ bezeichnet, bei denen die Grenzschicht gerade noch beidseitig bis zur Hinterkante laminar blieb.

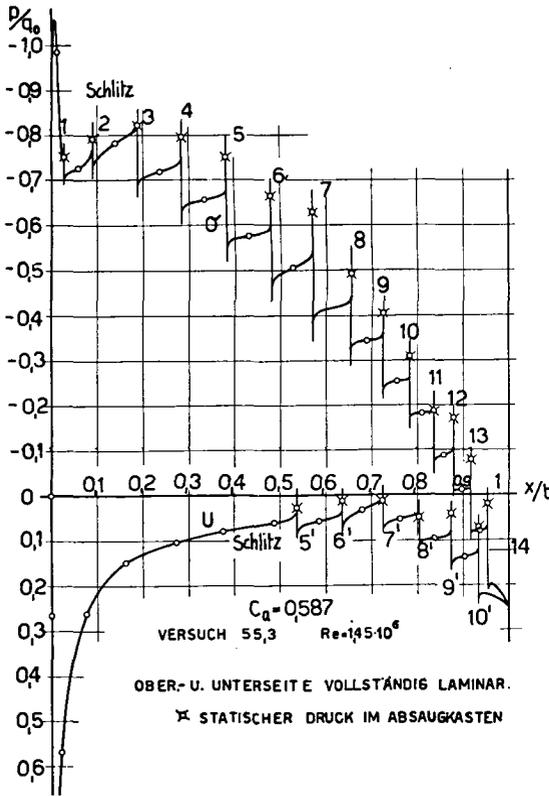


Fig. 103. Laminare Absaugprofil, $d/t = 0,105$. Druckverteilungen längs der Tiefe bei $c_a = 0,587$.

Einfluß der äußeren Druckverteilung auf $Re_{\theta_{kr}}$: Bei nicht zu kleinen c_a -Werten ($c_a \geq 0,27$) ergaben sich auf der Flügelunterseite (flache Druckverteilung) ähnliche $Re_{\theta_{kr}}$ wie beim 3,35 % dicken symmetrischen Absaugprofil von Kap. 7 ($Re_{\theta_{kr}} = 800 \div 850$). Dagegen war $Re_{\theta_{kr}}$ auf der Oberseite im Druckanstiegsgebiet wesentlich niedriger, besonders bei größeren c_a ($Re_{\theta_{kr}} = 550$ (beim Beginn des Druckanstiegs) bis $400 \div 450$ am Ende des Druckanstiegs in der Nähe der Hinterkante). Bei laminarer Grenzschichtabsaugung ergeben sich also ähnlich wie ohne Absaugung bei beschleunigter bzw. verzögerter äußerer Strömung höhere bzw. wesentlich niedrigere $Re_{\theta_{kr}}$ als bei Druckgradient Null.

Einfluß der Senkenwirkung auf $Re_{\theta,kr}$:

Die Versuche 21 und 27 mit verschiedenen starker Senkenwirkung ergaben praktisch dieselben Re_{θ} -Werte, wobei c_{Qopt} gleich blieb. Es scheint also, daß für die Stabilität einer laminaren Grenzschicht mit Absaugung bei Druckanstieg in erster Linie der gesamte äußere Druckanstieg maßgebend ist. Ob dieser mehr oder weniger stark durch die Senkenwirkung oder längs der Wand durchgeführt wird, scheint innerhalb gewisser Grenzen weniger wichtig zu sein.

Berechnet man aus dem Geschwindigkeitsgradienten u' der äußeren Druckverteilung, wie sie sich ohne Senkenwirkung ergeben würde, eine dem Pohlhausenverfahren entsprechende Größe $\lambda = \delta^2/\nu \cdot u'$, so ergeben sich im Druckanstiegsgebiet auf Ober- und Unterseite folgende Werte: $\lambda = -2$ (Beginn des Druckanstiegs) bis -8 am Ende des Druckanstiegs. Es werden also bei laminarem Druckanstieg mit Grenzschichtabsaugung ähnliche negative λ -Werte wie ohne Absaugung erreicht, gleiche äußere Turbulenz und gleiche Re_{θ} vorausgesetzt.

5. Folgerungen aus den Versuchen von Kapitel 7 und 8 für den Entwurf laminarer Absaugprofile mit möglichst niedrigem Widerstand bei hohen Reynolds'schen Zahlen

Um bei laminaren Absaugprofilen über einem großen Bereich der Flügeltiefe möglichst hohe Re_{θ} und damit eine niedrige Oberflächenreibung und geringen Widerstand bei größeren Re zu erreichen, sollten Profilformen mit einer gleichmäßigen Druckverteilung und weit hinten erfolgendem Druckanstieg verwendet werden, wie sie für Laminarprofile ohne Absaugung entwickelt wurden (Kapitel 3). Dies entspricht der Kombination der Versuche von Kapitel 7 und 8.

Im Gebiet der flachen Druckverteilung müßte nur schwach abgesaugt werden. Vor dem Druckanstieg müßte die Grenzschichtdicke und Re_{θ} durch Absaugen vermindert werden. Im Druckanstiegsgebiet müßte so stark abgesaugt werden, daß bei der vorliegenden Turbulenz $\frac{u'}{U_0} = 0,004 Re_{\theta} \leq 500$ bleibt und $\lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \cdot u'$ nicht zu stark negativ wird ($\lambda \geq -6$) (u' = Geschwindigkeitsgradient der äußeren Druckverteilung ohne Senkenwirkung).

6. Aussichten bei der Anwendung der laminaren Grenzschichtabsaugung im Fluge bei hohen Re

Flugmessungen an einem 15,9 % dicken Laminarprofil (15) ergaben rechnerisch vor dem Umschlag eine Reynolds'sche Zahl $Re_{\theta} = \frac{U \cdot \theta}{\nu} = 2600$ in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes (Kap. 2, 2), d. h. rund 3 mal mehr als bei den vorliegenden Windkanalversuchen. Dadurch wären voraussichtlich mit laminaren Absaugprofilen im Fluge bei vollständiger Laminarhaltung der Grenzschicht ca. 3 mal kleinere Widerstände bei 9 mal höheren $Re = \frac{U_0 t}{\nu}$ möglich als im Windkanal gemessen wurden.

Bei größeren Fluggeschwindigkeiten nimmt die prozentuelle atmosphärische Turbulenz $\frac{u'}{U_0}$ ab, so daß dann laminar höhere Re und kleinere Widerstände erwartet werden dürften, wenigstens solange keine Kompressibilitätsstörungen auftreten.

Die Widerstände von Rumpf und Leitwerk könnten durch Laminarhaltung der Grenzschicht mit Hilfe der Absaugung ebenfalls beträchtlich gesenkt werden. Die Übergänge vom Flügel zum Rumpf etc. könnten durch Grenzschichtabsaugung im Prinzip ebenfalls laminar gehalten werden.

Der induzierte Widerstand, der nun wieder stärker in den Vordergrund tritt, kann vermindert werden durch Vergrößern der Spannweite und Steigerung der Fluggeschwindigkeit, eventuell durch gestaffeltes Fliegen in der Art der Zugvögel. Die beste Gleitzahl würde sich bei kleinen c_a ergeben, d. h. bei hohen Fluggeschwindigkeiten in nicht extremen Flughöhen. Große Spannweiten verlangen Tragflügel mit genügend dicken Profilen und eine geschickte statische Durchkonstruktion. Um hohe Mach'sche Zahlen ohne Verdichtungsstöße zu erreichen, sollen die Übergeschwindigkeiten möglichst niedrig bleiben.

Bei laminaren Absaugprofilen im Fluge besteht die Möglichkeit, die Grenzschichtdicke bzw. Re_θ mit Hilfe der Grenzschichtabsaugung dem jeweiligen Turbulenzzustand der Atmosphäre anzupassen. Bei stärkerer atmosphärischer Turbulenz müßte stärker und weiter vorn abgesaugt werden, um Re_θ genügend niedrig zu halten und eine geringere Empfindlichkeit gegenüber Anstellwinkeländerungen durch Böen etc. zu erreichen. Umgekehrt könnte bei sehr ruhiger Luft schwächer abgesaugt werden, wodurch sich größere Re_θ und entsprechend geringere Widerstände ergeben würden.

Anhang

Verminderung des Profilwiderstandes bei kleinen Re durch künstliches Turbulentwerdenlassen der Grenzschicht in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes

Am 9% dicken Propellerprofil Nr. 11 (Fig. 11, Kap. 3, 3) hatte sich gezeigt, daß die Grenzschicht der Flügel-Oberseite bei kleinen Re und bei stoßfreiem Eintritt laminar ablöst und nicht mehr turbulent wieder anliegt (Stethoskop), wodurch der Profilwiderstand unter Umständen stark verschlechtert wird. Erst bei größeren c_a wird die Grenzschicht der Flügeloberseite so stark gestört, daß der Umschlag rechtzeitig erfolgt, um hier ein turbulentes Wiederanliegen der Grenzschicht bei kleineren Re zu erreichen.

Im folgenden wird über Versuche an einem 6% dicken mittelstark gewölbten Profil (Fig. 104) berichtet, bei dem bei kleineren Re die Profilwiderstandspolaren verbessert wurden durch künstliches Turbulentmachen der Grenzschicht auf der Flügel-Oberseite in der Gegend des laminaren Ablösungspunktes mit Hilfe von Oberflächenstörungen (Absätze in der Oberfläche, siehe Fig. 104: Störungen 1 und 2).

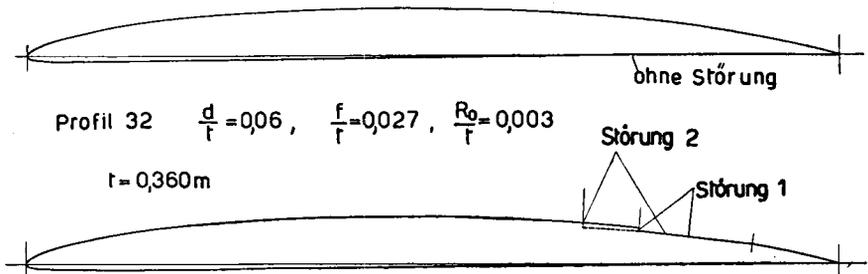


Fig. 104. Profil 32, $d/t = 0,060$, glatter Flügel und mit Störungen 1) und 2).

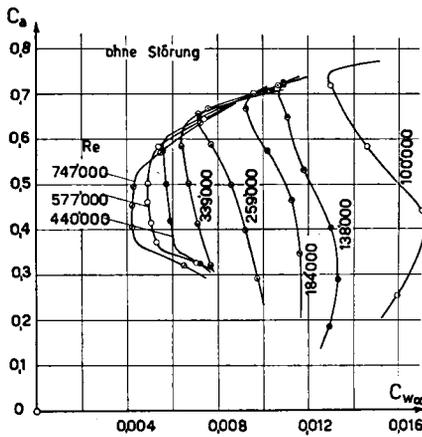


Fig. 105. Profilwiderstandspolaren des Profils 32 ohne Störungen (glatter Flügel).

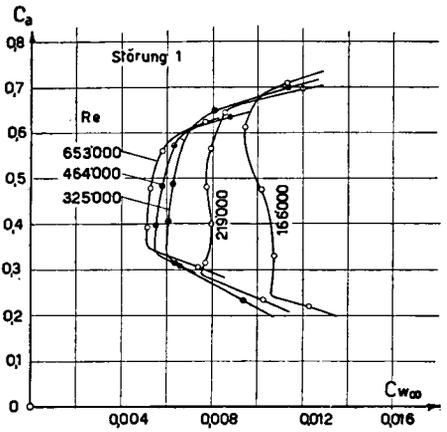


Fig. 106. Profilwiderstandspolaren des Profils 32 mit Störung 1.

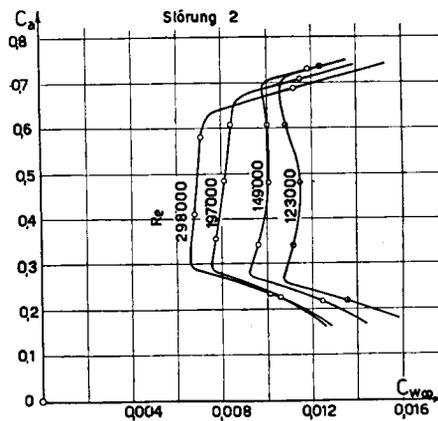


Fig. 107. Profilwiderstandspolaren des Profils 32 mit Störung 2.

Bei verschiedenen Re und c_a wurden am glatten Flügel und mit den Störungen 1 und 2 Impulsmessungen durchgeführt (siehe Profilwiderstandspolaren Fig. 104 bis 107). Bei niedrigen Re werden die Profilwiderstandspolaren durch Anbringen der Störungen deutlich verbessert, indem die Grenzschicht nach der Störung im allgemeinen turbulent wieder anliegt und nur bei sehr kleinen Re noch laminar ablöst (Stethoskopbeobachtung). Die Störung müßte alsdann weiter nach vorn reichen.

Die schwächere bzw. stärkere Störung 1 bzw. 2 verbessert die Widerstandspolare hauptsächlich im Re -Bereich von 250 000 bis 300 000 bzw. 200 000. Bei größeren Re wird die Grenzschicht durch die Störung unnötig früh turbulent (Stethoskopbeobachtungen), wodurch der Profilwiderstand

entsprechend verschlechtert wird. Die Reynolds'sche Zahl $Re_l = \frac{U \cdot l}{\nu}$, bezogen auf die Distanz l vom Beginn der Störung bis zum Umschlagsbeginn ergab sich im vorliegenden Falle zu $Re_l = 48 000$. (l = Distanz vom Beginn der Störung bis zum Umschlagsbeginn; U = mittlere Geschwindigkeit am Rande der Grenzschicht zwischen Beginn der Störung und Umschlagsbeginn).

Die Methode, eine laminare Grenzschicht in der Gegend des laminaren Ablösungspunkte künstlich turbulent werden zu lassen, ist im allgemeinen erfolgreich anwendbar, wenn sonst eine stärkere laminare Ablösung eintritt und kein turbulentes Wiederanliegen der Grenzschicht mehr erfolgt.

Koordinaten-Tabelle

Propeller-Profil Nr. 11 $R_0/t = 0,008$			Laminarprofil $d/t = 0,10$ in 0,49 t von vorn $f/t = 0,00525$ in 0,50 t von vorn			Laminarprofil *) $d/t = 0,140$ in 0,44 t von vorn $f/t = 0,0245$ in 0,41 t von vorn		
x/t	y_0/t	$-y_u/t$	x/t	y_0/t	$-y_u/t$	x/t	y_0/t	$-y_u/t$
0	0	0	0	0,00107	-0,00107	0	0,0030	-0,0030
0,025	0,0190	0,0115	0,025	0,019	0,014	0,025	0,0324	0,0180
0,05	0,0285	0,0142	0,05	0,02567	0,01954	0,05	0,0443	0,0224
0,1	0,0419	0,0174	0,1	0,03435	0,0272	0,1	0,0600	0,0284
0,2	0,0581	0,0190	0,15	0,0404	0,03235	0,2	0,0788	0,0380
0,3	0,0680	0,0182	0,2	0,0446	0,0364	0,3	0,0892	0,0420
0,4	0,0723	0,0166	0,3	0,0511	0,0411	0,4	0,0940	0,0436
0,5	0,0723	0,0142	0,4	0,0547	0,0431	0,5	0,0936	0,0436
0,6	0,0692	0,0126	0,5	0,0556	0,0443	0,6	0,0868	0,0416
0,7	0,0617	0,0095	0,6	0,0550	0,04275	0,7	0,0736	0,0360
0,8	0,0486	0,0071	0,7	0,0502	0,0394	0,8	0,0492	0,0284
0,9	0,0288	0,0032	0,8	0,0393	0,0329	0,9	0,0140	0,0148
0,95	0,0154	0,0012	0,85	0,0309	0,0267	0,95	0,0040	0,0068
0,975	0,0087	0,0000	0,9	0,0194	0,01926	1	0	0
1	0	0	0,925	0,01334	0,0144			
			0,95	0,0078	0,0088			
			0,975	0,00405	0,0031			
			1	0	0			
				$R_0/t = 0,009$			$R_0/t = 0,019$	

*) Anmerkung zum Laminarprofil $d/t = 0,14$ (Fig. 12). Nach Messungen von F. Feldmann im Hochgeschwindigkeitskanal des Instituts (Beschreibung siehe 61a) beginnen an diesem Profil bei stoßfreiem Eintritt Verdichtungsstöße bei einer Mach'schen Zahl $M = 0,71$. Bei $M = 0,76 \div 0,77$ und stoßfreiem Eintritt nimmt der Auftrieb ab, und es treten Störungen in der Längsstabilität ein ($Re = 570 000$).

Tabellen zu den Absaugversuchen von Kap. 7

Nr.	14*		53		12		38		13	
q_0	32,3		32,3		32,2		32,4		32,2	
U_0	23,68		23,60		23,76		23,84		23,73	
ν	$16,00 \cdot 10^{-6}$		$15,85 \cdot 10^{-6}$		$16,10 \cdot 10^{-6}$		$16,25 \cdot 10^{-6}$		$16,10 \cdot 10^{-6}$	
Re	$3,004 \cdot 10^6$		$3,015 \cdot 10^6$		$2,998 \cdot 10^6$		$2,981 \cdot 10^6$		$2,982 \cdot 10^6$	
θ mm	0,487		0,532		0,557		0,584		0,524	
bei p/q_0	0,033		0,026		0,020		0,013		0,028	
Schlitz	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$	$c_Q \cdot 10^{-3/2}$	$c_{p,g}$	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$
1	0,0752	1,102	0,0643	1,098	0,0552	1,106	0,0466	1,092	0,0637	1,111
2	0,0376	1,143	0,0318	1,127	0,0267	1,142	0,0233	1,110	0,0308	1,153
3	0,0342	1,105	0,0293	1,096	0,0243	1,117	0,0216	1,083	0,0286	1,125
4	0,0342	1,078	0,0294	1,074	0,0254	1,074	0,0220	1,063	0,0292	1,079
5	0,0352	1,165	0,0303	1,149	0,0258	1,150	0,0220	1,119	0,0298	1,166
6	0,0453	1,118	0,0395	1,107	0,0336	1,102	0,0290	1,089	0,0389	1,115
7	0,0344	1,120	0,0283	1,105	0,0237	1,097	0,0207	1,085	0,0288	1,109
8	0,0288	1,123	0,0242	1,106	0,0198	1,092	0,0173	1,059	0,0226	1,117
$c_{Q_f} \text{‰}$	0,648		0,556		0,4690		0,404		0,544	
$c_{w_g} \text{‰}$	0,725		0,613		0,522		0,441		0,612	
Nr.	14		16		17		18		15	
q_0	32,2		32,0		32,0		32,0		32,2	
U_0	23,73		23,63		23,66		23,63		23,73	
ν	$16,00 \cdot 10^{-6}$		$16,20 \cdot 10^{-6}$		$16,30 \cdot 10^{-6}$		$16,15 \cdot 10^{-6}$		$16,10 \cdot 10^{-6}$	
Re	$2,982 \cdot 10^6$		$2,960 \cdot 10^6$		$2,942 \cdot 10^6$		$2,964 \cdot 10^6$		$2,998 \cdot 10^6$	
θ mm	0,494		0,416		0,372		0,308		0,456	
bei p/q_0	0,036		0,049		0,050		0,056		0,043	
Schlitz	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$								
1	0,0750	1,118	0,1084	1,145	0,1282	1,165	0,1703	1,225	0,0912	1,128
2	0,0351	1,182	0,0534	1,243	0,0651	1,276	0,0843	1,386	0,0449	1,207
3	0,0335	1,146	0,0491	1,190	0,0591	1,207	0,0773	1,276	0,0412	1,167
4	0,0338	1,083	0,0498	1,094	0,0598	1,101	0,0770	1,116	0,0419	1,088
5	0,0353	1,191	0,0521	1,259	0,0628	1,299	0,0817	1,393	0,0429	1,222
6	0,0462	1,125	0,0672	1,160	0,0809	1,194	0,1042	1,263	0,0560	1,140
7	0,0341	1,125	0,0481	1,175	0,0581	1,211	0,0740	1,369	0,0399	1,149
8	0,0286	1,140	0,0393	1,229	0,0497	1,297	0,0602	1,444	0,0352	1,179
$c_{Q_f} \text{‰}$	0,644		0,936		1,130		1,458		0,786	
$c_{w_g} \text{‰}$	0,732		1,104		1,370		1,885		0,908	

Nr.	20	19*	33	34	36
q_0	45,07	45,6	45,0	45,1	45,3
U_0	28,22	28,32	28,19	28,22	28,17
ν	$16,43 \cdot 10^{-6}$	$16,30 \cdot 10^{-6}$	$16,41 \cdot 10^{-6}$	$16,41 \cdot 10^{-6}$	$16,01 \cdot 10^{-6}$
Re	$3,488 \cdot 10^6$	$3,530 \cdot 10^6$	$3,49 \cdot 10^6$	$3,496 \cdot 10^6$	$3,575 \cdot 10^6$
θ mm	0,422	0,472	0,456	0,376	0,276
bei p/q_0	0,035	0,028	0,032	0,037	0,049

Schlitz	$c_{Q/2^0/00}$	c_{pg}								
1	0,0807	1,107	0,0645	1,094	0,0713	1,097	0,1032	1,113	0,1554	1,152
2	0,0402	1,155	0,0317	1,127	0,0358	1,134	0,0506	1,174	0,0764	1,232
3	0,0366	1,122	0,0292	1,098	0,0327	1,101	0,0470	1,121	0,0696	1,146
4	0,0369	1,077	0,0292	1,070	0,0330	1,073	0,0467	1,080	0,0691	1,089
5	0,0388	1,174	0,0303	1,144	0,0344	1,152	0,0495	1,195	0,0736	1,258
6	0,0495	1,122	0,0393	1,100	0,0434	1,109	0,0633	1,141	0,0942	1,208
7	0,0360	1,119	0,0286	1,097	0,0316	1,104	0,0470	1,139	0,0691	1,212
8	0,0290	1,139	0,0238	1,094	0,0260	1,115	0,0394	1,188	0,0575	1,320

$c_{Q_t} \%$	0,696	0,552	0,616	0,894	1,328
$c_{w_g} \%$	0,785	0,611	0,684	1,018	1,585

Nr.	37	39	41	43	40
q_0	45,4	11,15	10,96	11,29	11,40
U_0	28,20	13,93	13,81	14,01	14,12
ν	$16,01 \cdot 10^{-6}$	$16,00 \cdot 10^{-6}$	$16,00 \cdot 10^{-6}$	$16,00 \cdot 10^{-6}$	$16,15 \cdot 10^{-6}$
Re	$3,580 \cdot 10^6$	$1,768 \cdot 10^6$	$1,753 \cdot 10^6$	$1,779 \cdot 10^6$	$1,775 \cdot 10^6$
θ mm	0,230	0,870	0,830	0,760	0,842
bei p/q_0	0,051	0,001	0,009	0,019	0,004

Schlitz	$c_{Q/2^0/00}$	c_{pg}								
1	0,1958	1,202	0,0268	1,094	0,0428	1,111	0,0623	1,126	0,0314	1,099
2	0,0963	1,297	0,0144	1,115	0,0213	1,140	0,0306	1,177	0,0164	1,121
3	0,0876	1,176	0,0137	1,089	0,0200	1,104	0,0286	1,129	0,0160	1,091
4	0,0867	1,100	0,0137	1,073	0,0200	1,082	0,0286	1,093	0,0151	1,075
5	0,0929	1,321	0,0137	1,116	0,0200	1,146	0,0293	1,190	0,0151	1,125
6	0,1172	1,283	0,0175	1,099	0,0261	1,118	0,0385	1,135	0,0203	1,105
7	0,0862	1,289	0,0138	1,083	0,0200	1,105	0,0274	1,136	0,0163	1,089
8	0,0752	1,463	0,0113	1,071	0,0157	1,099	0,0226	1,136	0,0124	1,081

$c_{Q_t} \%$	1,676	0,250	0,372	0,536	0,286
$c_{w_g} \%$	2,104	0,273	0,414	0,610	0,315

Nr.	44		46		45		42		32	
q_0	11,31		11,49		11,30		11,37		45,3	
U_0	14,03		14,13		14,03		14,04		28,22	
ν	$16,00 \cdot 10^{-6}$		$16,30 \cdot 10^{-6}$							
Re	$1,780 \cdot 10^6$		$1,793 \cdot 10^6$		$1,780 \cdot 10^6$		$1,783 \cdot 10^6$		$3,515 \cdot 10^6$	
θ mm	0,700		0,598		0,668		0,780		0,486	
bei p/q_0	0,027		0,048		0,035		0,015		0,024	
Schlitz	$c_Q/2^0/_{00}$	c_{pg}								
1	0,0812	1,143	0,1258	1,184	0,1010	1,162	0,0514	1,117	0,0571	1,094
2	0,0399	1,217	0,0618	1,316	0,0500	1,260	0,0257	1,160	0,0282	1,122
3	0,0374	1,153	0,0573	1,209	0,0464	1,177	0,0245	1,117	0,0258	1,097
4	0,0377	1,104	0,0579	1,129	0,0461	1,115	0,0238	1,086	0,0263	1,066
5	0,0393	1,239	0,0601	1,347	0,0484	1,285	0,0245	1,164	0,0271	1,133
6	0,0508	1,157	0,0772	1,216	0,0629	1,181	0,0316	1,123	0,0352	1,088
7	0,0363	1,174	0,0584	1,265	0,0457	1,212	0,0232	1,119	0,0256	1,089
8	0,0292	1,186	0,0466	1,326	0,0373	1,248	0,0183	1,112	0,0220	1,070
$c_{Qt} \text{ ‰}$	0,702		1,088		0,872		0,444		0,494	
$c_{wg} \text{ ‰}$	0,822		1,352		1,048		0,501		0,543	

Nr.	55		54		35		56		57	
q_0	45,4		32,5		45,5		45,1		57,8	
U_0	27,97		23,64		28,23		27,87		31,73	
ν	$15,85 \cdot 10^{-6}$		$15,85 \cdot 10^{-6}$		$16,01 \cdot 10^{-6}$		$15,85 \cdot 10^{-6}$		$16,03 \cdot 10^{-6}$	
Re	$3,582 \cdot 10^6$		$3,030 \cdot 10^6$		$3,580 \cdot 10^6$		$3,570 \cdot 10^6$		$4,02 \cdot 10^6$	
θ mm	0,420		0,440		0,316		0,328		0,442	
bei p/q_0	0,034		0,038		0,046		0,045		0,031	
Schlitz	$c_Q/2^0/_{00}$	c_{pg}								
1	0,0792	1,095	0,0931	1,110	0,1284	1,126	0,1228	1,118	0,0678	1,087
2	0,0400	1,133	0,0463	1,166	0,0638	1,193	0,0610	1,187	0,0336	1,112
3	0,0364	1,097	0,0426	1,117	0,0587	1,128	0,0559	1,123	0,0308	1,084
4	0,0366	1,073	0,0430	1,081	0,0581	1,084	0,0559	1,082	0,0310	1,064
5	0,0384	1,157	0,0447	1,193	0,0618	1,219	0,0590	1,215	0,0326	1,128
6	0,0487	1,115	0,0573	1,133	0,0775	1,169	0,0748	1,154	0,0423	1,090
7	0,0344	1,112	0,0407	1,141	0,0573	1,172	0,0536	1,164	0,0305	1,086
8	0,0298	1,123	0,0353	1,166	0,0469	1,238	0,0456	1,224	0,0268	1,072
$c_{Qt} \text{ ‰}$	0,686		0,806		1,104		1,056		0,592	
$c_{wg} \text{ ‰}$	0,763		0,916		1,284		1,217		0,645	

Nr.	58		60		61		59		62*	
q_0	57,9		58,3		58,1		57,9		78,9	
U_0	31,75		31,71		31,68		31,76		37,02	
ν	$16,03 \cdot 10^{-6}$		$15,90 \cdot 10^{-6}$		$15,90 \cdot 10^{-6}$		$16,03 \cdot 10^{-6}$		$16,06 \cdot 10^{-6}$	
Re	$4,02 \cdot 10^6$		$4,05 \cdot 10^6$		$4,045 \cdot 10^6$		$4,02 \cdot 10^6$		$4,68 \cdot 10^6$	
θ mm	0,385		0,276		0,218		0,327		0,219	
bei plq_0	0,036		0,047		0,053		0,043		0,047	
Schlitz	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$								
1	0,0786	1,090	0,1338	1,127	0,1708	1,163	0,1025	1,100	0,1452	1,132
2	0,0390	1,122	0,0662	1,207	0,0818	1,258	0,0515	1,147	0,0649	1,186
3	0,0360	1,091	0,0606	1,129	0,0760	1,157	0,0468	1,100	0,0645	1,121
4	0,0363	1,069	0,0604	1,079	0,0753	1,087	0,0464	1,072	0,0637	1,076
5	0,0373	1,144	0,0634	1,232	0,0863	1,308	0,0490	1,171	0,0728	1,237
6	0,0483	1,105	0,0822	1,152	0,1091	1,204	0,0628	1,127	0,0922	1,166
7	0,0348	1,098	0,0601	1,161	0,0775	1,225	0,0437	1,126	0,0653	1,165
8	0,0305	1,099	0,0511	1,224	0,0647	1,336	0,0385	1,163	0,0542	1,226
$c_{Q_f} \text{ ‰}$	0,682		1,154		1,480		0,882		1,246	
$c_{w_g} \text{ ‰}$	0,749		1,338		1,791		0,989		1,443	

Nr.	64		70 ¹		65 ²		66 ³		71 ⁴	
q_0	79,3		109,1		79,5		79,6		109,9	
U_0	37,27		44,07		37,32		37,34		43,97	
ν	$16,32 \cdot 10^{-6}$		$16,80 \cdot 10^{-6}$		$16,32 \cdot 10^{-6}$		$16,32 \cdot 10^{-6}$		$16,38 \cdot 10^{-6}$	
Re	$4,63 \cdot 10^6$		$5,33 \cdot 10^6$		$4,64 \cdot 10^6$		$4,645 \cdot 10^6$		$5,45 \cdot 10^6$	
θ mm	0,259		0,231		0,294		0,328		0,186	
bei plq_0	0,044		0,038		0,041		0,036		0,039	
Schlitz	$c_{Q/2^0/00}$	$c_{p,g}$								
1	0,1216	1,111	0,1356	1,114	0,1017	1,099	0,0895	1,093	0,1903	1,151
2	0,0544	1,152	0,0611	1,126	0,0464	1,132	0,0411	1,120	0,0833	1,166
3	0,0544	1,106	0,0626	1,090	0,0462	1,095	0,0406	1,088	0,0864	1,103
4	0,0537	1,074	0,0632	1,069	0,0460	1,071	0,0409	1,068	0,0868	1,079
5	0,0610	1,199	0,0678	1,161	0,0512	1,175	0,0458	1,157	0,0938	1,211
6	0,0772	1,143	0,0857	1,126	0,0651	1,123	0,0575	1,110	0,1204	1,177
7	0,0542	1,133	0,0609	1,110	0,0453	1,109	0,0403	1,102	0,0860	1,167
8	0,0444	1,173	0,0496	1,166	0,0383	1,130	0,0334	1,101	0,0690	1,262
$c_{Q_f} \text{ ‰}$	1,076		1,172		0,880		0,778		1,632	
$c_{w_g} \text{ ‰}$	1,178		1,310		0,982		0,858		1,894	

¹ Umschlag 10 mm vor der Hinterkante, einzelne turb. Stöße früher.

² Einzelne turb. Stöße weiter vorn.

³ Häufige turb. Stöße weiter vorn.

⁴ Umschlag 5 mm vor der Hinterkante, einzelne turb. Stöße früher.

Tabellen zu den Absaugversuchen von Kap. 8

102

Nr.	21		27		30,1		32		34	
q_0	69,8		69,5		85,0		54,8		103,8	
v'	35,15		35,3		39,0		31,2		42,8	
Re	$16,60 \cdot 10^{-6}$		$16,88 \cdot 10^{-6}$		$16,93 \cdot 10^{-6}$		$16,55 \cdot 10^{-6}$		$16,45 \cdot 10^{-6}$	
c_a	2,188 · 10 ⁶		2,160 · 10 ⁶		2,382 · 10 ⁶		1,946 · 10 ⁶		2,690 · 10 ⁶	
Schultz	$\dot{Q}_a \cdot 10^{-3}$	$C_{p\dot{g}}$								
1	0	1,258	0	1,477	0	1,472	0	1,472	0	1,488
2	0,070	1,483	0,332	1,550	0,403	0,260	0,202	1,527	0,496	1,551
3	0,287	1,553	0,260	1,550	0,313	0,202	0,202	1,527	0,383	1,551
4	0,254	1,521	0,323	1,503	0,391	0,260	0,260	1,500	0,474	1,508
5	0,279	1,483	0,323	1,454	0,667	0,445	0,445	1,449	0,474	1,508
6	0,480	1,443	0,548	1,454	0,800	0,538	0,538	1,447	0,807	1,463
7	0,647	1,389	0,661	1,457	0,800	0,581	0,391	1,357	0,966	1,456
8	0,377	1,389	0,471	1,358	0,581	1,361	0,391	1,357	0,701	1,355
9	0,654	1,317	0,680	1,227	0,828	1,301	0,560	1,292	0,988	1,300
10	0,335	1,230	0,346	1,227	0,410	1,228	0,279	1,223	0,497	1,224
11	0,522	1,131	0,510	1,139	0,781	1,148	0,531	1,116	0,460	1,113
12	0,315	1,121	0,312	1,113	0,393	1,117	0,261	1,116	0,930	1,149
13	0,387	1,024	0,374	1,020	0,544	1,038	0,374	1,032	0,460	1,113
14	0,506	0,972	0,390	0,950	0,457	0,954	0,321	0,944	0,635	1,036
1'	0,083	1,189	0,043	1,167	0,084	1,176	0,055	1,181	0,115	1,186
2'	0,288	1,209	0,295	1,189	0,390	1,198	0,260	1,195	0,471	1,194
3'	0,166	1,175	0,149	1,123	0,192	1,133	0,136	1,136	0,236	1,134
4'	0,191	1,160	0,133	1,120	0,169	1,134	0,118	1,133	0,204	1,131
5'	0,225	1,158	0,234	1,108	0,218	1,115	0,218	1,112	0,374	1,131
6'	0,368	1,127	0,331	1,107	0,430	1,119	0,297	1,117	0,516	1,119
7'	0,315	1,100	0,382	1,075	0,520	1,082	0,363	1,079	0,621	1,109
8'	0,503	1,021	0,534	1,015	0,682	1,018	0,473	1,016	0,810	1,012
9'	0,359	1,007	0,375	1,006	0,502	1,018	0,350	1,017	0,301	1,016
10'	0,809	0,959	0,824	0,971	0,906	0,984	0,725	0,980	1,210	0,983
$C_{Q_0} \cdot 10^6$	0,784	Nr.	0,792		0,907		0,762		0,990	
C_{Q_H} "	0,506	21,2	0,503		0,576	Nr. 30,2	0,516	Nr. 32,3	0,610	Nr. 34,2
C_Q "	1,290	1,340	1,295	1,574	1,483	1,574	1,278	1,253	1,600	1,690
C_{W_g} "	1,557	1,622	1,560	1,905	1,790	1,905	1,526	1,490	1,936	2,045
C_{W_∞} "	0,838	0,755	0,720	0,520	0,590	0,520	0,880	0,930	0,590	0,550
C_{W_∞} "	2,395	2,377	2,280	2,425	2,380	2,425	2,406	2,420	2,526	2,595

Beidseitig laminar bis zur Hinterkante

Nr.	35		36,2		38,1		39		40	
q_0	39,1		25,0		55,4		70,4		39,7	
b_0	20,4		21,1		31,32		35,3		26,5	
ν	$16,60 \cdot 10^{-6}$		$16,62 \cdot 10^{-6}$		$16,45 \cdot 10^{-6}$		$16,52 \cdot 10^{-6}$		$16,55 \cdot 10^{-6}$	
Re	$1,639 \cdot 10^6$		$1,309 \cdot 10^6$		$1,965 \cdot 10^6$		$2,206 \cdot 10^6$		$1,655 \cdot 10^6$	
c_a	0,232		0,232		0,372		0,372		0,372	
Schütz	$Q_a \cdot 10^{-3}$	C_{p_g}								
1	0		0		0		0		0	
2	0,192	1,467	0,168	1,480	0,395	1,624	0,488	1,630	0,302	1,615
3	0,147	1,527	0,131	1,562	0,278	1,635	0,343	1,651	0,216	1,635
4	0,193	1,501	0,170	1,534	0,359	1,576	0,440	1,580	0,285	1,574
5	0,335	1,448	0,296	1,467	0,568	1,511	0,694	1,511	0,449	1,505
6	0,398	1,454	0,356	1,480	0,691	1,487	0,840	1,490	0,542	1,487
7	0,297	1,360	0,260	1,378	0,472	1,385	0,574	1,385	0,374	1,385
8	0,428	1,290	0,376	1,304	0,683	1,311	0,822	1,318	0,543	1,307
9	0,254	1,229	0,218	1,246	0,393	1,236	0,472	1,235	0,323	1,236
10	0,403	1,145	0,323	1,164	0,616	1,154	0,754	1,155	0,496	1,155
11	0,253	1,126	0,210	1,146	0,288	1,115	0,350	1,118	0,267	1,124
12	0,300	1,036	0,270	1,063	0,403	1,019	0,484	1,027	0,361	1,027
13	0,400	0,981	0,424	1,019	0,335	0,939	0,400	0,941	0,386	0,965
14	0,146	1,172	0,124	1,203	0,025	1,025	0,032	1,048	0,022	1,023
1'	0,104	1,138	0,081	1,156	0,121	1,049	0,292	1,048	0,095	1,048
2'	0,093	1,138	0,081	1,156	0,064	1,050	0,076	1,051	0,055	1,053
3'	0,170	1,113	0,148	1,135	0,099	1,058	0,119	1,049	0,080	1,056
4'	0,228	1,078	0,198	1,143	0,149	1,043	0,180	1,043	0,119	1,042
5'	0,281	1,078	0,242	1,095	0,217	1,028	0,262	1,028	0,119	1,042
6'	0,366	1,018	0,316	1,035	0,355	0,981	0,410	0,979	0,310	0,982
7'	0,256	1,019	0,220	1,043	0,262	0,979	0,314	0,978	0,239	0,989
8'	0,726	1,006	0,642	1,030	0,756	0,960	0,858	0,954	0,708	0,975
10'										
$C_{Q_0} \text{ ‰}$	0,733		0,816		0,940	1,062	1,009	1,014	0,922	
$C_{Q_{II}}$	0,492	Nr. 35,2	0,534		0,362	0,396	0,381	0,398	0,377	
C_Q	1,225	1,300	1,350		1,302	1,458	1,390	1,412	1,299	
C_{W_g}	1,454	1,555	1,632		1,618	1,828	1,737	1,761	1,857	1,594
C_{W_∞}	1,020	0,910	1,110		0,748	0,668	0,693	0,657	0,990	
"	2,472	2,465	2,742		2,366	2,496	2,430	2,418	2,494	
"					Nr. 38,2	38,3	38,4			

Beidseitig laminar bis zur Hinterkante

Nr.	41		43,1		44		46		47	
q_0	25,5		55,8		71,80		39,9		25,8	
ν_0	21,2		31,4		35,70		26,46		21,24	
ν	$16,36 \cdot 10^{-6}$		$16,47 \cdot 10^{-6}$		$16,60 \cdot 10^{-6}$		$16,25 \cdot 10^{-6}$		$16,25 \cdot 10^{-6}$	
Re	$1,337 \cdot 10^6$		$1,968 \cdot 10^6$		$2,220 \cdot 10^6$		$1,682 \cdot 10^6$		$1,352 \cdot 10^6$	
c_a	0,372		0,480		0,480		0,480		0,480	
Schlitz	$Q_a \cdot 10^{-3}$	$C_{p\bar{g}}$								
1	0		0		0		0		0	
2	0,218	1,617	0,461	1,736	0,530	1,718	0,354	1,736	0,257	1,726
3	0,157	1,657	0,324	1,769	0,372	1,736	0,251	1,749	0,184	1,745
4	0,208	1,593	0,439	1,668	0,500	1,645	0,345	1,665	0,258	1,664
5	0,338	1,510	0,662	1,577	0,754	1,568	0,518	1,568	0,392	1,564
6	0,406	1,505	0,805	1,558	0,920	1,536	0,610	1,549	0,471	1,552
7	0,283	1,397	0,548	1,431	0,628	1,413	0,430	1,429	0,325	1,427
8	0,411	1,315	0,786	1,353	0,894	1,342	0,622	1,348	0,470	1,347
9	0,245	1,246	0,465	1,268	0,526	1,255	0,367	1,266	0,281	1,268
10	0,374	1,163	0,630	1,166	0,718	1,159	0,494	1,165	0,310	1,171
11	0,215	1,140	0,310	1,134	0,345	1,122	0,263	1,136	0,220	1,144
12	0,280	1,047	0,426	1,045	0,454	1,033	0,370	1,046	0,300	1,053
13	0,392	1,008	0,322	0,940	0,330	0,934	0,404	0,964	0,400	1,004
14	0,015	1,036	0,017	0,953	0,020	0,940	0,012	0,945	0,009	0,950
1'	0,069	1,058	0,082	0,993	0,092	0,988	0,063	0,990	0,048	0,994
2'	0,020	1,061	0,050	0,993	0,057	0,987	0,036	0,996	0,027	0,999
3'	0,018	1,062	0,031	1,011	0,036	1,005	0,017	1,010	0,011	1,010
4'	0,060	1,056	0,063	1,007	0,074	1,004	0,053	1,013	0,061	1,018
5'	0,090	1,047	0,103	1,015	0,115	1,010	0,078	1,013	0,061	1,013
6'	0,133	1,033	0,125	1,007	0,141	1,004	0,120	1,005	0,093	1,005
7'	0,256	0,991	0,227	0,967	0,248	0,960	0,280	0,967	0,249	0,976
8'	0,195	1,005	0,219	0,975	0,248	0,960	0,232	0,976	0,193	0,988
9'	0,580	0,988	0,794	0,948	0,887	0,943	0,660	0,953	0,535	0,964
10'										
$C_{Q_0} \text{ } ^{0/100}$	0,896		1,057		1,050		1,020		0,993	
C_{Q_u} "	0,364	Nr. 41,2	0,293	Nr. 43,2	0,290	43,3	0,315	Nr. 45	0,320	
C_Q "	1,260	1,315	1,350	1,390	1,340	1,362	1,335	1,266	1,313	
$C_{u\bar{g}}$ "	1,551	1,624	1,770	1,828	1,740	1,772	1,717	1,650	1,678	
$C_{w\infty}$ "	1,13	1,10	0,735	0,695	0,710	0,680	0,850	0,935	1,075	
$C_{w\infty}$ "	2,681	2,724	2,505	2,523	2,450	2,452	2,567	2,585	2,753	

Beidseitig laminar bis zur Hinterkante

Nr.	54		55,3		56,1		57,3	
Schlitz	$Q_u \cdot 10^{-3}$	$C_{\mu g}$						
1	0		0,328	1,748	0,424	1,761	0,220	1,732
2	0		0,187	1,792	0,243	1,804	0,125	1,792
3	0,121	1,399	0,404	1,820	0,522	1,819	0,276	1,823
4	0,116	1,489	0,169	1,796	0,218	1,795	0,116	1,797
5	0,166	1,466	0,273	1,750	0,349	1,749	0,187	1,769
6	0,247	1,420	0,492	1,661	0,624	1,664	0,344	1,661
7	0,301	1,424	0,543	1,624	0,697	1,619	0,379	1,636
8	0,209	1,339	0,390	1,487	0,496	1,484	0,275	1,504
9	0,305	1,271	0,580	1,401	0,736	1,404	0,407	1,412
10	0,123	1,196	0,333	1,307	0,426	1,299	0,236	1,320
11	0,266	1,146	0,436	1,182	0,560	1,178	0,296	1,200
12	0,245	1,131	0,213	1,170	0,272	1,165	0,146	1,190
13	0,287	1,057	0,298	1,074	0,378	1,075	0,286	1,135
14	0,476	1,044	0,351	0,979	0,439	0,983	0,558	1,157
1'	0,087	1,255	0		0		0	
2'	0,144	1,268	0		0		0	
3'	0,075	1,205	0		0		0	
4'	0,116	1,156	0		0		0	
5'	0,276	1,213	0,028	0,971	0,036	0,970	0,021	0,980
6'	0,210	1,155	0,059	0,988	0,070	0,988	0,042	0,995
7'	0,261	1,096	0,072	0,987	0,086	0,988	0,073	1,001
8'	0,295	1,018	0,158	0,950	0,197	0,949	0,116	0,959
9'	0,252	1,042	0,146	0,956	0,185	0,960	0,096	0,970
10'	0,518	0,972	0,548	0,928	0,681	0,931	0,555	0,977
$C_{Q_0} \text{ ‰}$	0,784				1,286		1,167	
$C_{Q_u} \text{ ‰}$	0,611		Nr. 55,2	55,4	0,264	Nr. 56,2	0,273	
$C_Q \text{ ‰}$	1,395		1,430	1,480	1,550	1,597	1,440	
$C_{\mu g} \text{ ‰}$	1,644		1,985	2,045	2,154	2,221	1,975	
$C_{\mu \infty} \text{ ‰}$	1,360		0,95	0,92	0,730	0,710	1,145	
$C_{\mu \infty} \text{ ‰}$	3,004		2,935	2,965	2,884	2,931	3,120	

Beidseitig laminar bis zur Hinterkante

Literaturanhang

1. *B. M. Jones*: R. M. 1199, 1928, 1929; Skin friction and the drag of streamline bodies.
2. — Flight experiments on the boundary layer. J. A. Sciences 1938, Jan., Vol. 5, No. 3, S. 81.
3. *J. Serby, M. Morgan and E. Cooper*: Flight tests on the profile drag of 14% and 25% thick wings. R. M. 1826, 1937.
4. *H. B. Squire and A. D. Young*: The calculation of the profile drag of aerofoils. R. M. 1838, 1938.
5. *J. Pretsch*: Zur theoretischen Berechnung des Profilwiderstandes. Jahrbuch 1938 der Deutschen Luftfahrtforschung, Seite I. 60.
6. *G. W. Lewis*: Some modern methods of research in the problems of flight, Low turbulence wind tunnel. The Journal of the Royal Aeronautical Society 1939, S. 779.
7. *J. Tani and S. Mituisi*: Contributions to the design of aerofoils suitable for high speeds. Rep. of the Aeronautical Research Institute Tokio, No. 198, Sept. 1940.
8. *W. Pfenninger*: Über die aerodynamische Durchbildung von Flügelstrebenanschlüssen. Flugwehr und -Technik, Sept. 1942.
9. *Jacobs und Dönhoff*: Transition as it occurs associated with and following laminar separation. 5th Intern. Congr. for appl. Mech., Cambr. Mass. 1938, S. 311.
10. *A. Hall and G. Hislop*: Experiments on the transition of the laminar boundary layer on a flat plate. R. M. 1843, 1938.
11. *G. J. Taylor*: Some recent developments in the study of turbulence. Proc. 5th Intern. Congr. for appl. Mech., Cambr. Mass. 1938.
12. *A. Fage und H. Preston*: Experiments on transition from laminar to turbulent flow in the boundary layer. Proc. Roy. Soc. A, Vol. 178, 1941.
13. *G. Schubauer*: Airflow in the boundary layer of an elliptic cylinder. N. A. C. A.-Rep. 652, 1939.
14. *A. Fage*: The airflow around a circular cylinder in the region where the boundary layer separates from the surface. R. M. 1179, 1928.
— On Reynolds numbers of transition. R. M. 1765, 1937.
— Experiments on a sphere at critical Reynolds numbers. R. M. 1766, 1937.
15. Amerikanische Profilwiderstandsmessungen im Flügel an einem 15,9% dicken Laminarprofil mit einer „King Cobra“ (nach Reiseberichten).
16. *H. M. Lyon*: Flow in the boundary layer of streamline bodies. R. M. 1622, 1934.
- 17, 18. *G. J. Taylor*: Statistical theory of turbulence, Parts I—IV, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 151, No. 873, Sept. 1935, Part V, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 156, No. 888, Aug. 1936.
19. *Th. v. Karman*: Turbulence and skin friction. Journal of the Aeron. Sciences Jan. 1934.
20. — Turbulence. Journal of the Royal Aeron. Soc., Vol. 41, No. 324, S. 1109, Dez. 1937.
— Some remarks on the statistical theory of turbulence. Proc. of the 5th. Int. Congr. for appl. Mech. Cambr. Mass. 1938.
21. *H. L. Dryden*: Airflow in the boundary layer near a plate. N. A. C. A.-Rep. 562, 1936.
22. — Turbulence and the boundary layer. Journal of the Aeron. Sciences Jan. 1939.
23. — Turbulence, companion of Reynolds number. Journal of the Aeron. Sciences April 1934.
24. — Turbulence investigations at the National Bureau of Standards. Proc. of the 5th Intern. Congr. for appl. Mech. Cambr. Mass. 1938.
25. *L. Prandtl*: Beiträge zum Turbulenzsymposium. Proc. of the 5th Intern. Congr. for appl. Mech. Cambr. Mass. 1938.
— Über die Entstehung der Turbulenz. ZAMM 1931, S. 407.
26. *H. Schlichting*: Berechnung der Anfachung kleiner Störungen bei der Plattenströmung. Z. A. M. M. 1933, Bd. 13, Heft 3.

27. — Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse 1933, S. 181.
- 28a. *W. Tollmien*: Über die Entstehung der Turbulenz. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse 1929, S. 21.
- 28b. — Über die Korrelation der Geschwindigkeitskomponenten in periodisch schwankenden Wirbelverteilungen. Z. A. M. M. 1935, S. 96.
29. — Ein allgemeines Kriterium der Instabilität laminarer Geschwindigkeitsverteilungen. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse 1935, Fachgruppe I, S. 79.
30. *A. Fage*: Transition in the boundary layer caused by turbulence. R. M. 1896, 1942.
31. *H. Peters*: A study in boundary layers. 5th Intern. Congr. for appl. Mech. Cambr. Mass. 1938, S. 393.
32. *A. V. Stephens* und *A. Hall*: Hot-wires in flight. Proc. 5th Intern. Congr. for appl. Mech. Cambr. Mass. 1938, S. 336.
33. *M.* und *F. Clauser*: The effect of curvature on the transition from laminar to turbulent boundary layer. N. A. C. A. T. N. 613, 1937.
34. *H. Görtler*: Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven Wänden gegenüber gewissen 3-dimensionalen Störungen. Z. A. M. M. 1941, S. 250. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse 1940, S. 1.
35. *L. Prandtl*: Einfluß stabilisierender Kräfte auf die Turbulenz. Vorträge aus dem Gebiet der Aerodynamik und verwandter Gebiete. Aachen 1929, S. 1.
36. *A. D. Young*: Surface finish and performance. Aircraft Eng. Sept. 1939.
37. *M. J. Hood*: Surface roughness and wing drag. N. A. C. A. T. N. 695. Aircraft Eng. Sept. 1939.
38. *J. Tani*, *R. Hama*, *S. Mituisi*: On the permissible roughness in the laminar boundary layer. Rep. of the Aeron. Research Institute Tokio, No. 199, Okt. 1940.
39. *T. Theodorsen* und *J. Garrick*: General potential theory of arbitrary wing sections. N. A. C. A.-Rep. 452, 1933.
40. *W. Kochanowsky*: Zur Berechnung der Druckverteilung über den Umfang beliebig geformter Flügelschnitte. Jahrb. 1937 der Deutschen Luftfahrtforschung, S. I. 58. D. V. L.-Jahrbuch 1937, S. 139.
41. — Weitere Ergebnisse von Druckverteilungsrechnungen an beliebigen Flügelschnitten. Jahrbuch 1938 der Deutschen Luftfahrtforschung, S. I. 82.
42. *R. M. Pinkerton*: Calculated and measured pressure distribution over the midspan section of N. A. C. A.-4412 airfoil. N. A. C. A.-Rep. 563, 1936.
43. *K. Pohlhausen*: Zur näherungsweise Integration der Differentialgleichung der laminaren Grenzschicht. Z. A. M. M. 1921, S. 252.
44. *V. M. Falkner* und *S. W. Skan*: Some approximate solutions of the boundary layer equations. R. M. 1314, 1930.
45. *V. M. Falkner*: A further investigation of solutions of the boundary layer equations. R. M. 1884, 1939.
46. — Simplified calculation of the laminar boundary layer. R. M. 1895, 1941.
47. *H. Blasius*: Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung. Zeitschr. f. Math. u. Phys. Bd. 56, S. 1, 1908. Diss. Göttingen 1907.
48. *L. Howarth*: On the solution of the laminar boundary layer equations. Proc. Roy. Soc. A, No. 919, Vol. 164, 1938.
49. *L. Prandtl*: Zur Berechnung der Grenzschichten. Z. A. M. M. 1938, S. 77.
50. *H. Görtler*: Weiterentwicklung eines Grenzschichtprofils bei gegebenem Druckverlauf. Z. A. M. M. 1939, S. 129.
51. *L. Howarth*: Steady flow in the boundary layer near the surface of a cylinder in a stream. R. M. 1632, Juli 1934.
52. *S. Tomotika*: The laminar boundary layer on the surface of a sphere in a uniform stream. R. M. 1678, 1935.
53. *A. Buri*: Eine Berechnungsgrundlage für die turbulente Grenzschicht bei beschleunigter und verzögerter Grundströmung. Diss. Zürich 1931.
54. *E. Gruschwitz*: Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung bei Druckabfall und Druckanstieg. Ing. Archiv 1931, S. 321.
55. *A. Kehl*: Untersuchungen über konvergente und divergente turbulente Reibungsschichten. Ing. Archiv, 1943, S. 293.
56. *A. D. Young*: The calculation of the total and skin friction drags of bodies of revolution at 0° incidence. R. M. 1874, 1939.
57. *Th. v. Karman*: Über laminare und turbulente Reibung. Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1, 1921, S. 233.

58. Göttinger Nachrichten 1930, S. 58, Vortrag auf dem 3. Int. Congr. f. techn. Mech. in Stockholm 1930 (Verhandlungen dieses Congr. Bd. I. S. 85).
- Th. v. Karman*: Theorie des Reibungswiderstandes. In Hydromech. Probleme des Schiffsantriebs 1932.
59. *L. Prandtl*: Ergebnisse der A. V. A. Göttingen No. 3 (1927), S. 1.
60. *A. von Dönhoff*: A preliminary investigation of boundary layer transition along a flat plate with adverse pressure gradient. N. A. C. A. T. N. 639, 1938.
- 61a. *J. Ackeret*: Das Institut für Aerodynamik an der Eidg. Techn. Hochschule.
- 61b. *G. Dätwyler*: Eine Apparatur zur Messung turbulenter Schwankungen in Strömungen.
- 61c. *W. Pfenniger*: Vergleich der Impulsmethode mit der Wägung bei Profilwiderstandsmessungen. Mitteilung No. 8 des Inst. f. Aerodyn. E. T. H. Zürich, 1943.
62. *Lord Rayleigh*: On the instability of certain fluid motions. Proc. London Math. Soc. 11, S. 57, 1880 und 19, S. 67, 1887. (Scientific Papers Vol. I, S. 474 und Vol. III, S. 17.)
- 63a. *L. Prandtl*: Bemerkungen über die Entstehung der Turbulenz. Z. A. M. M. 1921, S. 431.
- 63b. *O. Tietjens*: Beiträge über die Entstehung der Turbulenz. Diss. Göttingen, 1922. Z. A. M. M. 1925, S. 200.
64. *J. Patry*: Instabilité d'une rangée de tourbillons de long d'une paroi. Helvetica Physica Acta 1943, S. 83.
65. *J. Ackeret*: Probleme des Flugzeugantriebs in Gegenwart und Zukunft. Schweiz. Bauzeitung Bd. 112, No. 1, 1938.
66. *J. Ackeret*, *M. Ras* und *W. Pfenniger*: Verhinderung des Turbulentwerdens einer Grenzschicht durch Absaugung. Die Naturwissenschaften 1941, 29. Jahrg., Heft 41, S. 622.
67. *M. Ras* und *J. Ackeret*: Über Verhinderung der Grenzschichtturbulenz durch Absaugung. Helvetica Physica Acta 1941.
68. *M. Ras*: Diss. Paris: Contributions à l'étude de la couche limite aspirée, 1945.
69. *A. Gerber*: Untersuchungen über Grenzschichtabsaugung. Mitteilung No. 6 des Inst. für Aerodynamik E. T. H. Zürich, 1938.
70. *H. Schlichting*: Die Grenzschicht an der ebenen Platte mit Absaugung und Ausblasen; Luftfahrtforschung 1942, S. 179, S. 293.
71. — Berechnung der laminaren Grenzschichtentwicklung mit Absaugung an einem Joukowskiprofil. Cahiers d'Aérodynamique, No. 3, Okt./Nov. 1945.
72. *L. Prandtl*: The mechanics of viscous fluids. Aerodynamic Theory, Durand, Vol. III, Div. G.
73. — Strömungslehre, 1942.
74. *O. Schrenk*: Grenzschichtabsaugung und Senkenwirkung. Z. A. M. M., Bd. 13, 1933, S. 180.
75. — Versuche mit Absaugeflügeln. Z. f. M. 1931, Heft 9. Luftfahrtforschung 1935, S. 10.
76. *J. Ackeret*: Grenzschichtabsaugung. Zeitschrift des V. D. I., No. 35, S. 1153, Sept. 1926.
77. *A. Betz*: Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit in der Nähe einer Wand bei un stetiger Änderung der Krümmung. Luftfahrtforschung 1942, Liefg. 4, S. 129.
78. *P. Jordan*: Auftriebsberechnung und Strömungsvorgänge beim Überschreiten des Maximalauftriebs. Diss. Göttingen 1939 (Luftfahrtforschung, Bd. 16, 1939, S. 184).
79. *L. Schiller*: Verh. des 3. intern. Congr. für techn. Mechanik I, S. 226, 1931. Z. A. M. M. 14, S. 36, 1934. Proc. of the 5th Intern. Congr. for applied Mechanics, S. 315, 1938.
80. Ergebnisse der Aerodyn. Versuchsanstalt zu Göttingen, Lieferungen I, III, IV.
81. *F. W. Schmitz*: Aerodynamik des Flugmodells (Tragflügelmessungen I).
82. *E. N. Jacobs* und *A. Sherman*: Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number. N. A. C. A.-Rep. 586, 1937.
83. *L. Schiller*: Untersuchungen über laminare und turbulente Strömung, Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ing.-Wesens No. 248, 1922.
84. *P. de Haller*: L'influence des limites de la veine fluide sur les caractéristiques aérodynamiques d'une surface portante. Mitteilung des Inst. f. Aerodynamik E. T. H. Zürich, No. 3, 1934.
85. *Prandtl, Betz*: 4 Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik, Göttingen 1927.
86. *Rayleigh*, Proc. Roy. Soc. A, 1916, S. 148.

Lebens- und Bildungsgang

Ich wurde am 23. Januar 1913 in Hinwil (Kt. Zürich) geboren. Die Primar- und Sekundarschule besuchte ich in Winterthur. Anschließend durchlief ich von 1927—1931 die Oberrealschule Winterthur. Nach einer kurzen Praxis besuchte ich die Eidg. Techn. Hochschule von 1932—1936 und erwarb mir das Diplom als Maschinen-Ingenieur. Seit Januar 1937 bin ich als Assistent am Institut für Aerodynamik der E. T. H. unter Herrn Prof. Dr. J. Ackeret tätig.