

Einige Beispiele zur theoretischen Berechnung  
der Polare eines Tragflügelprofils.

Uebersicht:

Vor einigen Jahren hat J. P r e t s c h ein einfaches Verfahren zur Berechnung des Profilwiderstandes für ein beliebiges Tragflügelprofil vorgeschlagen. Inzwischen ist auch die theoretische Berechnung von  $c_a$  ( $\alpha_{\infty}$ ) und  $c_a \max$  mit brauchbarer Genauigkeit möglich geworden, so dass nunmehr die rechnerische Ermittlung der ganzen Polare eines Profils versucht werden kann. Es wird an einigen Beispielen gezeigt, dass solche Rechnungen zu befriedigenden Ergebnissen führen.

Gliederung.

- I. Einleitung
- II. Die Berechnung des Profilwiderstandes nach Pretsch.
- III. Beispiele:
  - 1.) Mustang-Profil
  - 2.) Abänderung des Mustang-Profiles mit kleinem Nullmoment.
  - 3.) Profil NACA 23012
- IV. Zusammenfassung
- V. Schrifttum.

Der Bericht umfasst:

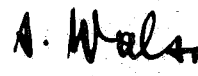
23 Seiten mit  
29 Bildern

Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen e.V.  
Institut Windkanäle

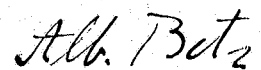
Der Institutsleiter:

  
(R. Seiferth)

Bearbeiter:

  
(A. Walz)

gesehen:

  
(A. Betz)

Göttingen, den 10. September 1943.  
Bericht Nr. 43/W/31

**Deutsche  
Forschungsanstalt  
für Luft-  
und Raumfahrt e.V.**  
Hist. Archiv  
Bunsenstraße 10  
3400 Göttingen

## I. Einleitung.

J. P r e t s c h [1] hat eine einfache Formel zur Berechnung des Profilwiderstandes angegeben, in der nur Reibungsschichtgrössen an der Profilhinterkante und die Geschwindigkeit (oder der Druck) an dieser Stelle vorkommen. Die Anwendung dieser Formel auf der Grundlage theoretisch gerechneter Druckverteilungen erscheint zunächst dadurch erschwert, dass die Druckverteilungsrechnung an der Hinterkante abweichend von Messungen die Geschwindigkeit null (Staudruck) liefert. Die Reibungsschichtrechnung ergibt dann zu grosse Reibungsschichtdicken (an der Hinterkante erhält man theoretisch sogar unendlich grosse Reibungsschichtdicke). Man muss also, um praktisch mit dieser Formel arbeiten zu können, den theoretisch gerechneten Geschwindigkeits- und Reibungsschichtverlauf im hinteren Profilteil im Einklang mit Messungen abändern. Hierbei zeigt sich, dass die errechneten Widerstände ziemlich unabhängig davon sind, wie man die Geschwindigkeitsverteilung zur Hinterkante hin extrapoliert und welchen Wert der Geschwindigkeit man an der Hinterkante annimmt, ein Umstand, auf den wir noch näher zu sprechen kommen.

Eine ernsthaftere Schwierigkeit bei theoretischen Berechnungen des Profilwiderstandes liegt darin, dass die Stelle des Umschlages der laminaren Reibungsschicht in den turbulenten Zustand (der Umschlagpunkt) mit erträglichem Zeitaufwand heute noch nicht genau berechnet werden kann. Es ist aber wohl möglich, den Bereich, in dem er liegt, einigermaßen sicher abzugrenzen. Damit kann man wenigstens einen Werte-Bereich für den Widerstand berechnen. Aus Verschiebungen dieses Wertebereiches bei vergleichenden Rechnungen für verschiedene Profile wird man dann i.a. auch auf eine verbessernde oder verschlechternde Wirkung bestimmter Formänderungen der Profile schliessen können.

Neuerdings ist auch eine theoretische Berechnung von  $c_a(\alpha)$  und  $c_{a \max}$  mit befriedigender Genauigkeit möglich geworden [2]. Man kann also nun versuchen, die ganze Profilpolare  $c_a(c_{w_p})$  zu berechnen. Aus der Druckverteilungsrechnung

ergibt sich zugleich der Momentenverlauf  $c_m (c_a)$ .

Im nachfolgenden wird zunächst das Verfahren von P r e t s c h [1] zur Widerstandsberechnung dargestellt. Bezüglich des Verfahrens zur Berechnung von  $c_a (\alpha_\infty)$  und  $c_a \max$  sei auf die Arbeit vom Verfasser [2] verwiesen. An einigen Beispielen wird dann die Brauchbarkeit dieser Verfahren aufgezeigt.

II. Die Berechnung des Profilwiderstandes nach Pretsch.

Der Profilwiderstand  $W_P$  setzt sich aus dem Reibungswiderstand  $W_R$  und dem Druckwiderstand  $W_D$  zusammen. Der Reibungswiderstand je Spannweiten-Einheit ist einfach gleich dem Integral über die Wandschubspannung  $\tau_0$  längs der Profilabwicklung  $s$

$$W_R = \int_{S,D} \tau_0 \cos \beta ds \dots \dots \dots (1)$$

( $\beta$  = Winkel zwischen Anströmrichtung und Profilkontur  
S,D bedeutet: Ueber Saug- und Druckseite zu integrieren)

Mit Berücksichtigung der Kärnänschen Integral-Bedingung des Impulses

$$\tau_0 = \rho \frac{d(U^2 \delta)}{ds} + \rho \delta^* U \frac{dU}{ds} \dots \dots \dots (2)$$

(U = Potentialgeschwindigkeit am Rande der Reibungsschicht)

kann (1) unter gleichzeitiger Vernachlässigung des Winkels  $\beta$  ( $\cos \beta \approx 1$ ) auch in der Form

$$W_R = \rho U_H^2 [\nu_s + \nu_D]_H + \rho \int_{S,D} \delta^* U \frac{dU}{ds} ds \dots \dots (3)$$

geschrieben werden ( $H$  = Hinterkante).

Für den Druckwiderstand leitet Pretsch die Beziehung

$$W_D = -\rho \int_{S,D} \delta^2 u \frac{du}{ds} ds - \rho \psi U_H^2 \left( \frac{\delta_s^* + \delta_D^*}{2} \right)_H \dots \dots (4)$$

ab, wo  $\phi$  eine gegebene Funktion der Geschwindigkeit  $\left(\frac{U}{U_\infty}\right)_H$  an der Profilhinterkante und des Formparameters  $\eta_H$  des turbulenten Geschwindigkeitsprofils ist.

Durch Addition der Ausdrücke (3) und (4) erhält man somit für den gesamten Profilwiderstand je Breitereinheit

$$W_P = W_R + W_D = \rho U_H^2 \left[ \nu_s + \nu_D \right]_H - \rho \psi U_H^2 \left( \frac{\delta_s^* + \delta_D^*}{2} \right)_H \dots \dots (5)$$

und für den Widerstandsbeiwert

$$c_{W_P} = 2 \left( \frac{U}{U_\infty} \right)_H^2 \left[ 2 \left( \frac{\nu_s + \nu_D}{L} \right)_H - \psi \left( \frac{\delta_s^* + \delta_D^*}{L} \right) \right] \dots \dots (6)$$

Gleichung (6) lässt sich, wie Pretsch neuerdings feststellte,<sup>1)</sup> durch elementare Umrechnungen auch auf die einfachere Form

$$c_{W_P} = \left( \frac{\nu_s}{L} \right)_H \xi_s + \left( \frac{\nu_D}{L} \right)_H \xi_D \dots \dots (7)$$

bringen, wo  $\xi$  wieder eine ein für alle mal berechenbare Funktion von  $\left(\frac{U}{U_\infty}\right)_H$  und  $\eta_H$  ist, Bild 1. Der Einfluss des durch  $\eta_H$  gekennzeichneten Geschwindigkeitsprofils der Reibungsschicht an der Hinterkante erweist sich nach Bild 1 als verhältnismässig gering.

Wie man die potential - theoretisch gerechnete Geschwindigkeitsverteilung zur Beseitigung des Staupunktes in der Nähe der Hinterkante abändert (man kann sich hierbei irgend welche gemessene Geschwindigkeitsverläufe zum Vorbild nehmen) hat auf das Ergebnis der Widerstandsrechnung, wie schon erwähnt, nur geringen Einfluss. Dass dies so ist, kann man wie folgt einsehen:

<sup>1)</sup> Nach einer dem Verfasser gemachten mündlichen Mitteilung.

In der Nähe der Hinterkante sind die Reibungsverluste klein wegen der dort verhältnismässig dicken und geringe Wandschubspannung erzeugenden Reibungsschicht. Es findet daher in diesem Gebiet eine nahezu verlustlose Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck statt. Gibt man nun kleine, im Sinne geringen Druckwiderstandes sich auswirkende Werte  $(\frac{U}{U_\infty})$  vor, so liefert die Reibungsschichtberechnung grosse Werte für die Impulsverlustdicke  $\delta$  und umgekehrt. Da aber die Formel von Pretsch sowohl den Reibungs- als auch den Druckwiderstand erfasst, kann man erwarten, dass sie unabhängig von dem gewählten Geschwindigkeitsverlauf im Bereich der Hinterkante stets ungefähr zum gleichen Ergebnis führt, wenn man nur die nach der Kärmschen Integralbedingung des Impulses <sup>(2)</sup> sich entsprechenden Werten von  $(\frac{U}{U_\infty})$  und  $(\frac{\tau}{\tau_0})$  in die Formel einsetzt.

Formel (7) mit Bild 1 lässt diesen Sachverhalt auch formal leicht erkennen. Die Funktion  $\xi$  nimmt nach Bild 1 mit  $(\frac{U}{U_\infty})$  zu. Da sich der Profilwiderstand als das Produkt  $\frac{\delta}{\tau} \xi$  ergibt,  $\frac{\delta}{\tau}$  sich aber in umgekehrtem Sinne wie  $\frac{U}{U_\infty}$  und  $\xi$  ändert, kann man einsehen, dass dieses Produkt bei Änderungen des Geschwindigkeitsverlaufs seinen Wert nicht zu ändern braucht.

Um den Einfluss der Reynoldsschen Zahl auf den Widerstand richtig erfassen zu können, ist es notwendig, bei der Berechnung der turbulenten Reibungsschicht die Abhängigkeit der Schubspannung von der Re-Zahl wenigstens näherungsweise zu berücksichtigen. Als Näherung erscheint zur Zeit immer noch das Blasius'sche Gesetz

$$\frac{\tau_0}{\rho U^2} = 0,01255 (Re_x)^{-\frac{1}{4}} \quad \dots \quad (8)$$

am geeignetsten<sup>2)</sup>. Gruschwitz [3] trug diesem Gesetz in

2) Der Einfluss des Formparameters des Geschwindigkeitsprofils auf  $\tau_0$  bleibt hierbei allerdings unberücksichtigt. Er scheint jedoch nach bisherigen Erfahrungen nur von untergeordneter Bedeutung zu sein, denn man bekommt auch schon beim Rechnen mit Beziehung (8) oder (9) meist gute Übereinstimmung mit Messungen (vergl. [3]).

seinem bekannten Verfahren zur Berechnung der turbulenten Reibungsschicht in Form einer zweiten Näherung Rechnung, nachdem zunächst eine erste Näherung unter der Voraussetzung

$$\frac{\tau_0}{\rho U^2} = 0,002 \quad \dots \quad (9)$$

bestimmt worden war. Es wird z. Zeit ein Verfahren erprobt, das dieses Blasius'sche Gesetz ohne Iteration verarbeitet und ebenso einfach wie die vom Verfasser vorgeschlagene vereinfachte Form des Gruschwitz-Verfahrens [2], [4] zu handhaben ist

### III. Beispiele.

#### 1.) Mustang-Profil.

Wir wählen als erstes Beispiel das kürzlich im grossen DVL - Kanal (und neuerdings auch bei der LFG) untersuchte Mustang-Profil [5],[6]. Diese DVL - Messung ist zur Nachprüfung des Verfahrens zur Widerstandsberechnung gut geeignet, weil bei einigen  $c_a$  - Werten auch der Umschlagpunkt der Reibungsschicht gemessen wurde und damit die Berechnung der turbulenten Reibungsschicht auf ziemlich gesicherter Grundlage steht.

In Bild 2 bis 10 sind zunächst die gerechneten und gemessenen Druckverteilungen verglichen. Die Uebereinstimmung ist bis etwa  $\alpha_\infty = 10^\circ$  recht gut. Dann treten auf der Saugseite im hinteren Profiltail Abweichungen auf, die auf eine noch vor Erreichen von  $c_{a \max}$  einsetzende Strömungsablösung zurückzuführen sind (erkennbar an dem Knick im gemessenen Druckverlauf und anschliessenden nahezu gleich bleibendem Druck).

In Bild 11 ist der gerechnete und gemessene  $c_a$  ( $\alpha_\infty$ ) - Verlauf wiedergegeben. Der nach [2] <sup>mit Bild 12</sup> berechnete  $c_{a \max}$  Bereich  $c_{a \max} = 1,22$  bis  $1,25$  (den theoretisch möglichen Grenzlagen des Umschlagpunktes auf der Saugseite entsprechen deckt sich gut mit dem gemessenen Wert  $c_{a \max} = 1,25$  (aus

der Druckverteilungsmessung, die hier zum Vergleich mit unserer zweidimensionalen Rechnung herauszuziehen ist).

Die gerechneten und gemessenen Polaren sind aus Bild 13 zu ersehen. Mit unserer Rechnung zu vergleichen sind die mit der Impulsmethode gewonnenen Widerstände, die im ganzen  $c_a$  - Bereich etwas kleiner sind als die entsprechenden mit der Waage gemessenen Widerstände. (Diese Feststellung ist wichtig für die Beurteilung der Genauigkeit der Rechenergebnisse in anderen Fällen, in denen zum Vergleich nur eine Widerstands-Wägung zur Verfügung steht) 3).

Die von den gemessenen Umschlagpunkten ausgehende (sich im übrigen aber auf die theoretisch gerechnete Druckverteilung stützende) Rechnung liefert, wie man sieht, eine recht befriedigende Übereinstimmung der gerechneten und gemessenen Widerstände. Die Werte der Impulsverlustdicke  $\delta$  wurden dabei mit Berücksichtigung der Beziehung (3) nach dem oben erwähnten neuen Verfahren berechnet (s. Zahlentafel S. 8)

Die bei kleinen Widerstandswerten liegende Grenze I des schraffierten Bereiches in Bild 13 entspricht der Rechnung mit der laminaren Ablösestelle als Umschlagpunkt (d.h. mit dem theoretisch spätest möglichen Umschlagpunkt). Die andere Grenze II wurde unter der Voraussetzung errechnet, dass der Umschlagpunkt im Druckminimum liegt, also etwa seine (bei aerodynamisch glattem Profil) theoretisch frühest mögliche Lage hat 4).

3) Diese Unterschiede zwischen Wägung und Impulsmessung sind nach Feststellungen von D o e t s c h [10] auf Interferenzwiderstände, bedingt durch die Aufhängung des Flügels im Windkanal, zurückzuführen, die von den in ungestörten Messschnitten durchgeführten Impulsmessungen nicht erfasst werden.

4) Nach S c h l i c h t i n g [4] oder P r e t s c h [4][7] kann diese vorderste Lage des Umschlagpunktes (d.i. der Indifferenzpunkt) auch etwas genauer berechnet werden. Das Druckminimum ist jedoch meist eine gute Abschätzung für den Indifferenz-Punkt.

# M u s t a n g - P r o f i l

Berechnung des Profilwiderstandes nach P r e t s c h mit theoretischer Druckverteilung und experimentellen Umschlagpunkten

(Voraussetzung  $\frac{\tau_0}{\rho U^2} = 0,01255 (Re_D)^{-1/4}$ )

$\alpha_\infty$	$c_a$	$\left(\frac{v_s}{l}\right)_H \cdot 10^4$	$\left(\frac{v_D}{l}\right)_H \cdot 10^4$	$\left(\frac{U_s}{U_\infty}\right)_H$	$\left(\frac{U_D}{U_\infty}\right)_H$	$\eta_s$	$\eta_D$	$\xi_s$	$\xi_D$	$\xi_s \left(\frac{v_s}{l}\right)_H$	$\xi_D \left(\frac{v_D}{l}\right)_H$	$C_{WP}$
-2,0°	-0,042	20,38	23,13	0,850	0,940	0,62	0,60	1,148	1,622	0,00234	0,00375	0,00609
-0,4	0,120	22,85	12,61	0,850	0,940	0,65	0,57	1,143	1,630	0,00262	0,00706	0,00468
1,1	0,271	26,30	10,42	0,850	0,940	0,67	0,49	1,143	1,630	0,00301	0,00170	0,00471
2,6	0,421	43,50	9,50	0,850	0,940	0,77	0,49	1,114	1,630	0,00485	0,00155	0,00640
		35,60	11,00	0,900	0,900	0,76	0,49	1,375	1,402	0,00489	0,00154	0,00643 <sup>+</sup> )

+) mit willkürlich geändertem Druckverlauf zwischen  $x/l=0,9$  und  $1,0$

( $\left(\frac{U_s}{U_\infty}\right)_H = 0,90$  statt  $0,85$  und  $\left(\frac{U_D}{U_\infty}\right)_H = 0,90$  statt  $0,94$ )

Die Messung fügt sich, von dem Bereich um  $c_a = 0$  herum abgesehen, in diesen theoretischen Bereich ein, wobei bemerkenswert ist, dass sie vor allem bei kleinen  $c_a$  - Werten näher an der theoretischen Grenze I liegt.

Wie aus dem Vergleich der gerechneten Grenzlagen I und II des Umschlagpunktes mit den gemessenen Umschlagpunkten, Bild 14 und 15 hervorgeht, erfolgte der Umschlag auf der Saugseite bei  $c_a$  - Werten um 0 erst etwa 10 bis 15 o/o der Profiltiefe hinter den errechneten laminaren Ablösepunkten. Auch auf der Druckseite liefert die Rechnung einen zu frühen Umschlag und zwar bei allen  $c_a$  - Werten. Dieses Ergebnis kann auf kleine Unsicherheiten in der theoretischen Berechnung der Druckverteilung oder auch auf eine Unsicherheit des Kriteriums für die laminare Ablösung ( $\lambda^* = \frac{U' \cdot \vartheta^*}{\nu} = -0,08$ )<sup>5)</sup> zurückzuführen sein.

In Bild 11 sind noch die gemessene und die aus der gerechneten Druckverteilung gewonnene Momenten-Kurve  $c_{m_0}$  ( $c_a$ ) aufgetragen. Die Übereinstimmung von Rechnung und Messung ist gut.

## 2.) Abgeändertes Mustang-Profil mit kleinem Nullmoment.

Auf Anregung der Dornier-Werke wurde eine Abänderung des Mustang-Profiles rechnerisch und anschliessend auch experimentell untersucht, die durch eine andere Skelettlinie den Nachteil des grossen Nullmomentes des ursprünglichen Profils vermeidet ( $c_{m_0} = -0,011$  anstatt  $-0,038$ ). Es galt, mit diesen Untersuchungen die Frage zu klären, welchen Einfluss diese Formänderung auf den Profilwiderstand und auf den Höchstauftrieb hat.

Die Rechnungen und Messungen an diesem Profil, Bild 16 sollen hier als weiteres Beispiel gebracht werden. Zunächst seien einige Angaben über die Messungen gemacht.

Für die Durchführung der Messung stand der Kanal I der AVA mit einer Düse von 2,24 m Durchmesser, einer grössten Windgeschwindigkeit  $U_\infty = 50$  m/s und einem Turbulenzfaktor 1,13 zur Verfügung. Um bei dieser Windgeschwindigkeit den

5) Dem Ablösekriterium von Pohlhausen [7] entspricht ein Wert  $\lambda^* = -0,157$ . Die hiermit erreichten laminaren Ablösepunkte stehen in besserem Einklang mit der Messung (Bild 14/15), liegen aber z.T. auch noch vor den gemessenen Umschlagpunkten. Nach den bisher bekannt gewordenen Erfahrungen mit dem Ablösekriterium von Pohlhausen konnte man der Ansicht sein, dass dieses Kriterium eher eine zu späte als eine zu frühe laminare Ablösung ergibt.

Koordinaten des Profils  
„Mustang mit geänderter Skelettlinie“.

$x/l$	$y_o/l$	$y_u/l$	$x/l$	$y_o/l$	$y_u/l$
0	0,0215	0	0,30	0,0850	0,0463
0,0125	0,0210	0,0118	0,40	0,0850	0,0510
0,025	0,0309	0,0163	0,50	0,0780	0,0496
0,050	0,0438	0,0213	0,60	0,0652	0,0427
0,075	0,0544	0,0260	0,70	0,0487	0,0319
0,10	0,0610	0,0294	0,80	0,0303	0,0197
0,15	0,0719	0,0353	0,90	0,0125	0,0079
0,20	0,0791	0,0397	0,95	0,0056	0,0031
0,25	0,0831	0,0432	1,00	0	0

Nasenradius  $\rho/l = 0,0107$

Steigung der Skelettlinie an der Profilnase = 0,2

Formparameter der Dickenverteilung

(im wesentlichen dem Profil „Mustang“  
entsprechend)

$$\frac{d}{t} = 0,136 \quad p_{\phi} = 0,9 \quad p_{\delta} = 0,3$$

$$\frac{xd}{t} = 0,39 \quad q_{\phi} = 2,8 \quad q_{\delta} = 1,0$$

Formparameter der Skelettlinie

$$\frac{f}{t} = 0,02 \quad p_{\sigma_1} = 1,2 \quad p_{\sigma_2} = 0,447$$

$$\frac{xf}{t} = 0,20 \quad q_{\sigma_1} = 2,0 \quad q_{\sigma_2} = 2,6$$

nach der Profil-  
systematik von  
Koschmieder -  
Walz [11]

Anschluss an die DVL - Messung am Mustang-Profil mit  $Re=2,7 \cdot 10^6$  zu erhalten, wurde der Messflügel mit einer bei hohen Auftrieben für diesen Kanal etwas grossen Tiefe von 0,8 m ausgeführt. Die Spannweite betrug 1,2 m. Endscheiben von 1 m Durchmesser sorgten für annähernd zweidimensionale Verhältnisse. Im Flügelmittelschnitt waren Druckmessbohrungen angeordnet.

Der Verzicht auf eine einwandfreie Messung von  $c_a \max$  zu Gunsten einer genaueren Messung des in erster Linie interessierenden Widerstandes nach der Impulsmethode (Rechen mit Einzeldruckmessung) erschien gerechtfertigt, zumal noch eine Vergleichsmessung mit dem Mustangprofil an einem Flügel mit ebenso grossen Abmessungen (ohne Druckmessbohrungen) vorgesehen wurde.

In Bild 17 bis 23 ist zunächst ein Vergleich der gerechneten Druckverteilungen des Mustang-Profiles und der Abänderung durchgeführt; ausserdem ist in diesen Bildern das Ergebnis der Druckverteilungsmessung am abgeänderten Profil eingezeichnet (bei dieser Druckverteilungsmessung musste die Windgeschwindigkeit im  $c_a \max$  - Bereich mit Rücksicht auf den beschränkten Anzeigebereich des Vielfachmanometers herabgesetzt werden und zwar so, dass die Re-Zahl nur noch etwa  $1,8 \cdot 10^6$  betrug).

Bild 24 zeigt den Vergleich der gerechneten und gemessenen Polaren für das abgeänderte Mustang-Profil, Bild 25 den Vergleich der DVL - und AVA - Messung für das Mustang-Profil. Der Vollständigkeit halber enthält Bild 25 auch nochmals das Ergebnis der Rechnung. Die ausgezogenen Kurven stellen den Mittelwert aus der Impulsmessung in 2 bzw. 3 Meßschnitten dar. In beiden Bildern sind noch die mit vorgeschaltetem Turbulenzgitter (Turbulenzfaktor 2,03,  $Re = 2,2 \cdot 10^6$ ;  $Re_{eff} = 4,47 \cdot 10^6$ ) gemessenen Polaren eingetragen.

Auch in diesem Beispiel ist festzustellen, dass die Messpunkte näher an der mit dem Umschlagpunkt an der laminaren Ablösestelle gerechneten Grenzpolaren I liegen.

Besondere Beachtung verdient das Ergebnis, dass sich die mit Turbulenzgitter gemessenen Polaren bei beiden Profilen gut dem Verlauf der Grenzpolaren II (Umschlagpunkt im Druckminimum) anpassen, die theoretisch bei starken Störungs -

amplituden, wie sie durch einen hohen Turbulenzgrad des Windstromes bedingt sind, zu erwarten ist.

Für das Mustang-Profil wurde  $c_{a \max} = 1,35$  (gegenüber 1,19 bei der DVL), für das abgeänderte Profil  $c_{a \max} = 1,32$ , Bild 26, gemessen. Wenn auch die Absolutwerte dieser  $c_{a \max}$ -Messung wegen der ungünstigen Flügelabmessungen unzuverlässig sind, so wird man doch aus dem Vergleich der für die beiden Profile gemessenen  $c_{a \max}$ -Werte schliessen können, dass das abgeänderte Profil ein etwas kleineres  $c_{a \max}$  als das Mustang-Profil hat. Nach der Rechnung<sup>Bild 27</sup> sollte das abgeänderte Profil ein etwas höheres  $c_{a \max}$  als das Mustang-Profil erreichen ( $c_{a \max} = 1,26$  bis 1,33 gegenüber 1,22 bis 1,25 beim Mustang-Profil). Inwieweit die Unsicherheit der  $c_{a \max}$ -Messung auch den Vergleich der beiden Profile fälscht, muss durch eine genauere Messung mit normalen Flügelabmessungen geklärt werden.

Bild 26 zeigt noch den Vergleich der gemessenen und gerechneten  $c_{m 0,25} (c_a)$ -Kurven.

3.) Profil NACA 23012 - Ats drittes Beispiel sei die gerechnete Polare des Profils NACA 23012 wiedergegeben, Bild 28, und mit den zur Verfügung stehenden Messungen (Wägungen der DVL [8] u. von NACA [9]) verglichen. Wenn man beachtet, dass die für den Vergleich mit der Rechnung eigentlich in Betracht kommende, aber hier fehlende Widerstandsmessung nach dem Impulsverfahren aus den in Fussnote 3) genannten Gründen etwas kleinere Widerstände ergeben wird, so zeigt sich auch bei diesem Beispiel, dass die Rechnung mit der laminaren Ablösestelle als Umschlagpunkt (Grenzpolare I bei kleinen  $c_a$ -Werten der Messung am nächsten kommt, während bei grossen  $c_a$ -Werten die Rechnung mit dem Druckminimum als Umschlagpunkt (Grenzpolare II) offenbar richtigere  $c_{wp}$ -Werte liefert.

In Bild 29 sind noch die gerechneten und gemessenen  $c_a (\alpha_\infty)$ - und  $c_{m 0,25} (c_a)$ -Kurven miteinander verglichen. Während der gemessene Verlauf von  $c_a (\alpha_\infty)$  und auch der gemessene  $c_{a \max}$ -Wert durch die Rechnung gut wiedergegeben werden, sind zwischen dem gerechneten und gemessenen Momenten-Verlauf, vor allem hinsichtlich der Neutralpunktslage ( $\frac{d c_m}{d c_a}$ ), etwas grössere Abweichungen als in den vorhergehenden Beispielen festzustellen für die zur Zeit eine Erklärung fehlt.

6) Die Berechnung von  $c_{a \max}$  für dieses Profil wurde in [2] durchgeführt.

#### IV. Zusammenfassung.

Das Verfahren von P r e t s c h zur Berechnung des Profilwiderstandes erscheint in Verbindung mit dem Verfahren von W a l z zur Bestimmung von  $c_a$  ( $\alpha_\infty$ ) und  $c_a \max$  geeignet, Profil-Polaren auf rein rechnerischem Weg zu ermitteln, sofern die Lage des Umschlagpunktes bekannt ist. Solche Rechnungen werden in drei Beispielen mit Messungen verglichen.

In dem Beispiel des Mustang-Profiles waren die Umschlagpunkte durch Messung bekannt. Die von diesen gemessenen Umschlagpunkten ausgehende Widerstandsberechnung liefert recht gute Uebereinstimmung mit der Messung und bestätigt damit die Brauchbarkeit des Verfahrens von Pretsch.

Da eine genaue Berechnung des Umschlagpunktes zur Zeit mit erträglichem Zeitaufwand noch nicht möglich ist, muss man sich mit Abschätzungen des Umschlagpunktes behelfen. Um das Widerstands- und Auftriebsverhalten verschiedener Profile zu beurteilen, wird es oft genügen, die für bestimmte charakteristische Lagen des Umschlagpunktes berechneten Polaren zu vergleichen. Als solche Lagen des Umschlagpunktes eignen sich das Druckminimum und die Ablösestelle der laminaren Reibungsschicht, die mit der ohnehin erforderlichen Druckverteilungs- und Reibungsschichtrechnung bekannt sind. Es sind dies (unter der Voraussetzung eines aerodynamisch glatten Flügels) zugleich mit guter Näherung die theoretischen Grenzlagen des Umschlagpunktes. Man kann somit erwarten, dass die wirkliche Polare eines Profils zwischen den diesen Grenzlagen des Umschlagpunktes zugeordneten "Grenzpolaren" liegt. Aus dem Vergleich zwischen Rechnung und Messung geht hervor, dass bei kleinen  $c_a$  - Werten die mit dem Umschlagpunkt in der laminaren Ablösestelle gerechnete Grenzpolare (niedrigere  $c_{w,p}$  Werte) den Messwerten am nächsten liegt und sie auch der Grösse nach i.a. gut wiedergibt, während bei grossen  $c_a$  - Werten, wie zu erwarten, die andere mit dem Umschlagpunkt im Druckminimum gerechnete Grenzpolare (grössere  $c_{w,p}$  - Werte) die Messung besser annähert.

V. Schrifttum.

- [1] J. P r e t s c h , Zur theoretischen Berechnung des Profilwiderstandes, Jahrbuch d.dtsch.Luftf.-Forschung 1938 I, S. 60.
- [2] A. W a l z , Zur theoretischen Berechnung des Höchstauftriebsbeiwertes von Tragflügel-Profilen ohne und mit Auftriebsklappen - FB 1769 (1943).
- [3] E, G r u s c h w i t z , Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung bei Druckabfall und Druckanstieg. Ing.Arch. II Bd. (1931) , S. 321.
- [4] Ueber die laminare und turbulente Reibungsschicht, Preisarbeiten des Preisausschreibens 1940 der LGL , Bericht S. 10.
- [5] H. D o e t s c h , Versuche an Tragflügelprofilen des North American-„Mustang" FB 1712/1 und 1712/2 (1943).
- [6] B r e d f o r d / M ö l l e r , Messungen am Originalflügel des Baumusters P 51 „Mustang" FB 1724/2 (1943).
- [7] J. P r e t s c h , Die Stabilität einer ebenen Laminarströmung bei Druckabfall und Druckanstieg, Jahrb. d. deutschen Luftfahrtforschung 1941 I. S. 58.
- [8] H. D o e t s c h und A. P a s c h k e . Druckverteilungsmessungen und Wägungen an den Profilen NACA 23009, 23012 und 23018 ohne und mit Spreizklappe im 5 x 7 m Windkanal der DVL. FB Nr. 1095 (1939).
- [9] NACA.Rep. 610.
- [10] H. D o e t s c h , Profiluntersuchungen im 5 x 7 m - Windkanal der DVL, Laminarprofile bzw. Profile mit grösserer Dickenrücklage, FB 1621 (1942).
- [11] F. K o s c h m i e d e r und A. W a l z , Vorschläge zu einer Profilsystematik FB Nr. 1691 (1943)

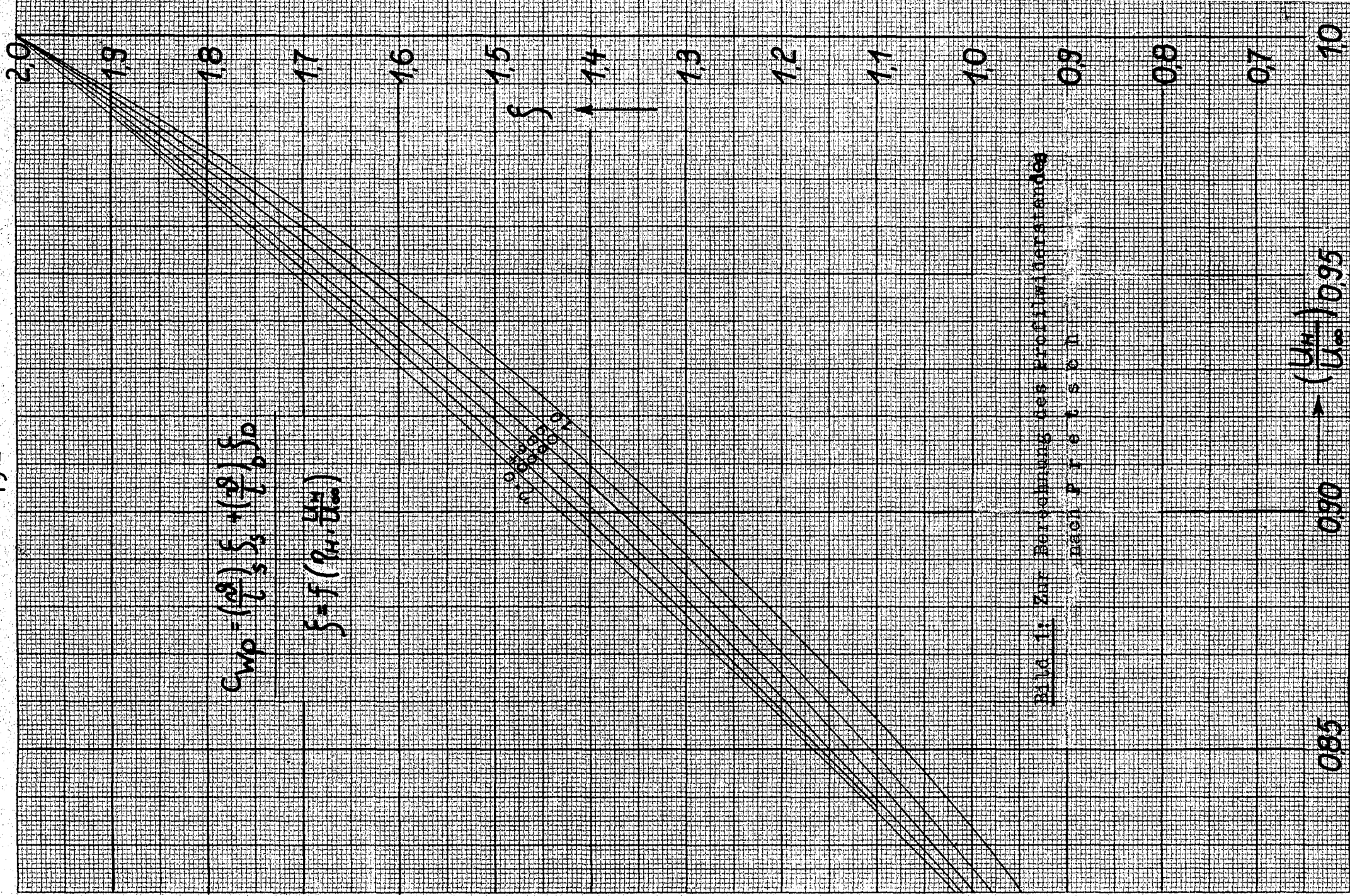


Bild 11. Zur Berechnung des Profilwiderstandes  
 nach P. T. E. I. S. O. T.

$\rightarrow \left(\frac{U_m}{U_\infty}\right) 0.95$

0.90

0.85

1.0

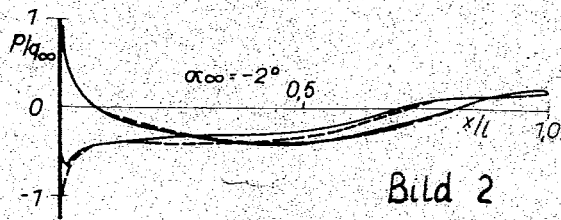


Bild 2

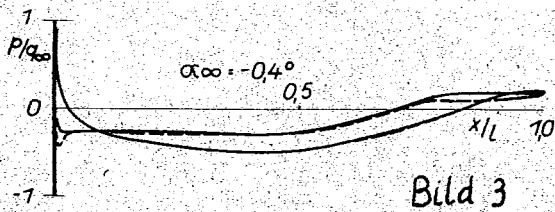


Bild 3

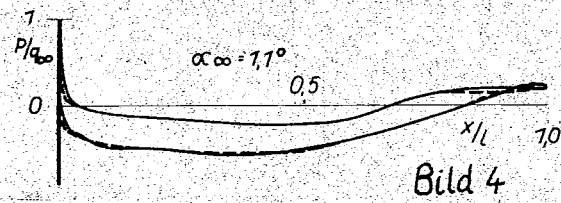


Bild 4

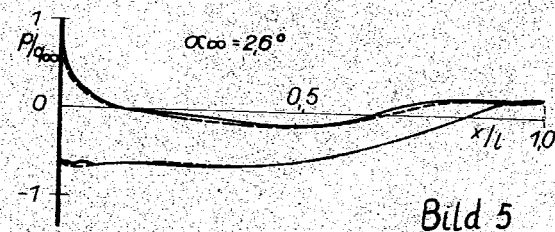


Bild 5

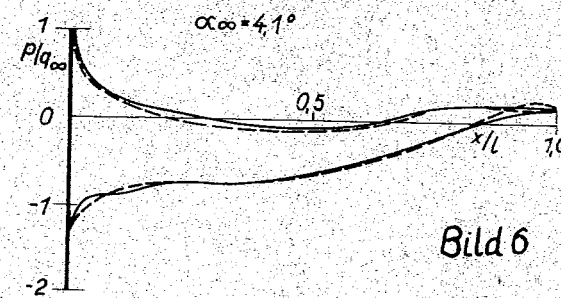


Bild 6

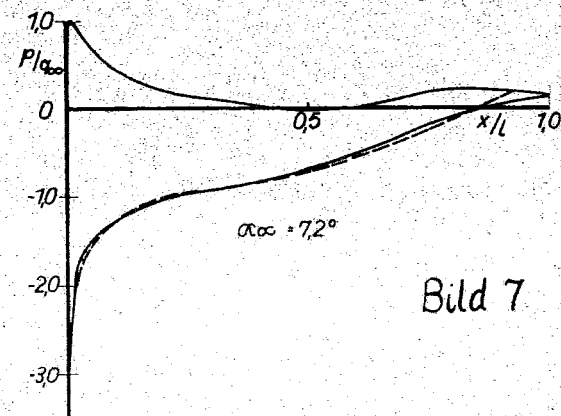


Bild 7

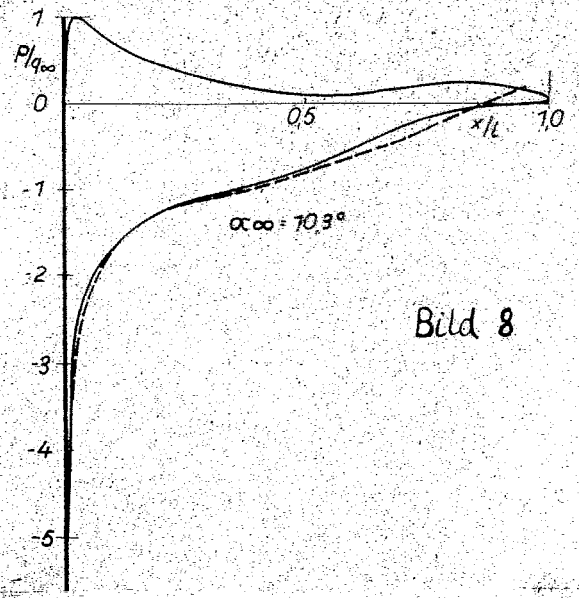


Bild 8

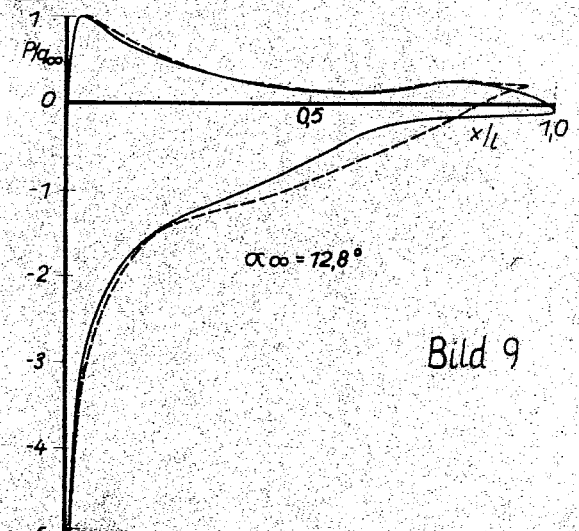


Bild 9

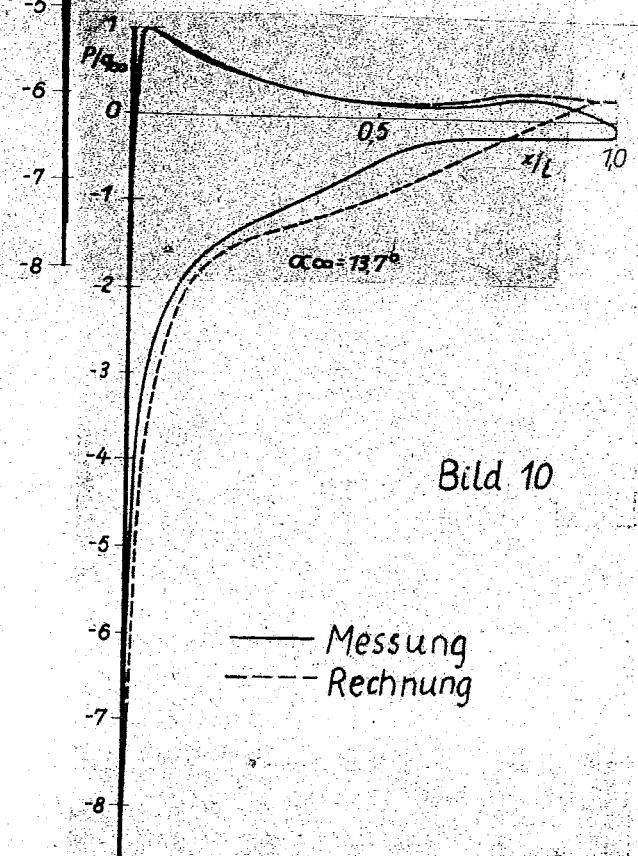


Bild 10

— Messung  
- - - Rechnung

Bild 2 bis 10 Gemessene (ausgezogen) und gerechnete Druckverteilungen des Profils „Mustang“ (DVL-Messung [5])

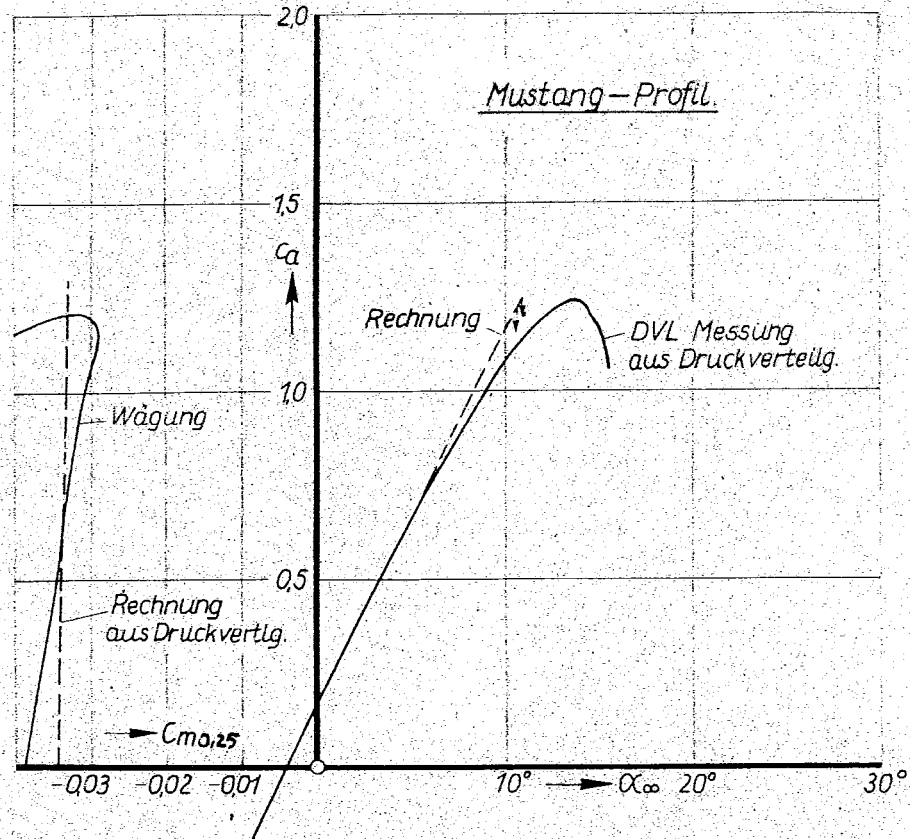


Bild 11 Gemessene und gerechnete  $c_a(\alpha_\infty)$ - und  $c_{m0,25}(\alpha_\infty)$ -Kurven des Profils „Mustang“.

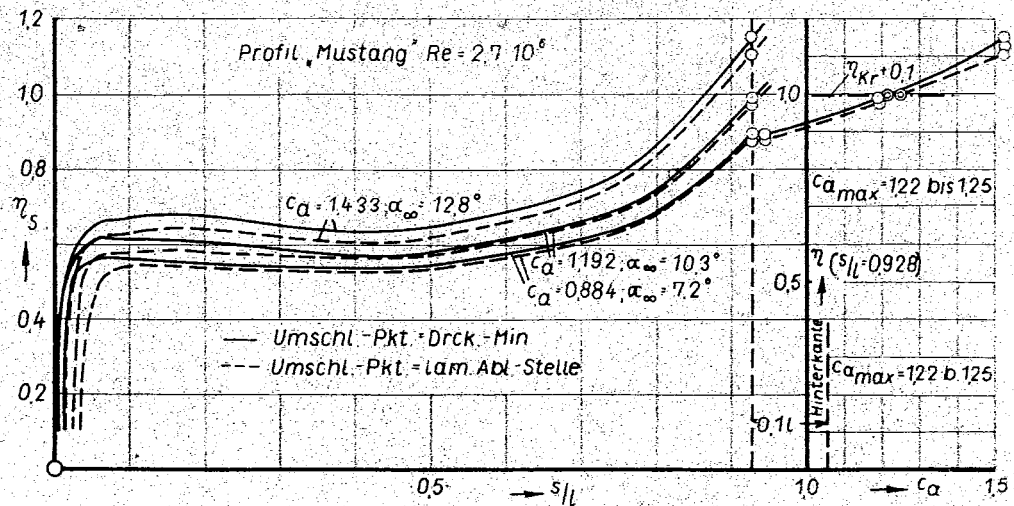


Bild 12 Zur Bestimmung von  $c_{a,max}$  des Profils „Mustang“ Verlauf des Gruschwitzschen Formparameters  $\eta$  längs der Profilabwicklung  $s$  auf der Saugseite.  $c_{a,max}$  ist im vorliegenden Fall dann erreicht, wenn  $\eta_s$  an der Stelle  $s/l = 0.9$  ( $s/l = 0.928$ ) den Wert  $\eta_{Kr} = 0.1 = 0.995$  annimmt. Näheres siehe [2].

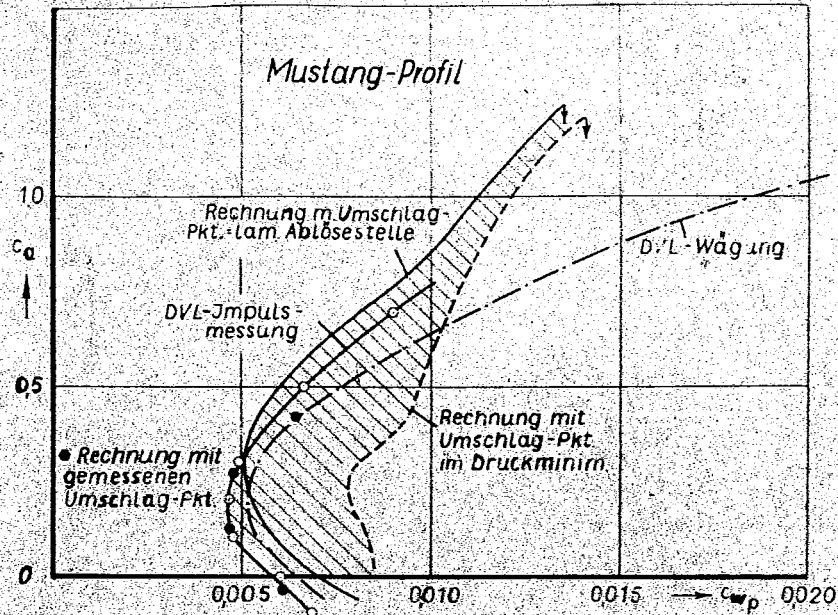


Bild 13 Gemessene und gerechnete Böden des Profils „Mustang“.

Mustang - Profil

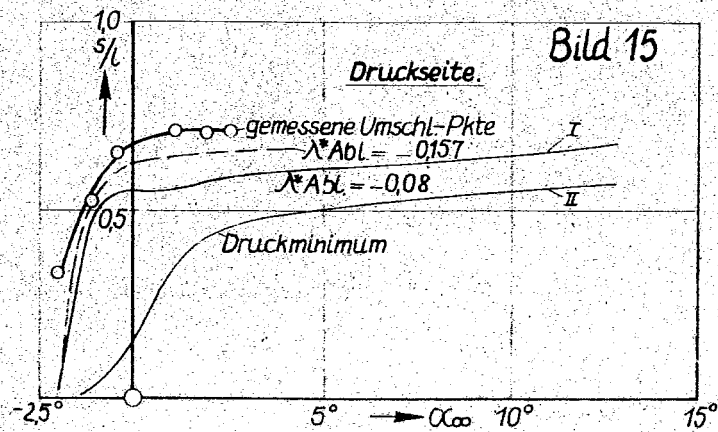
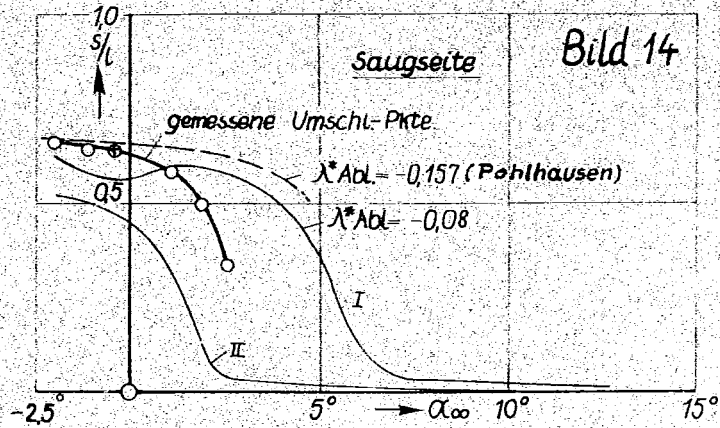
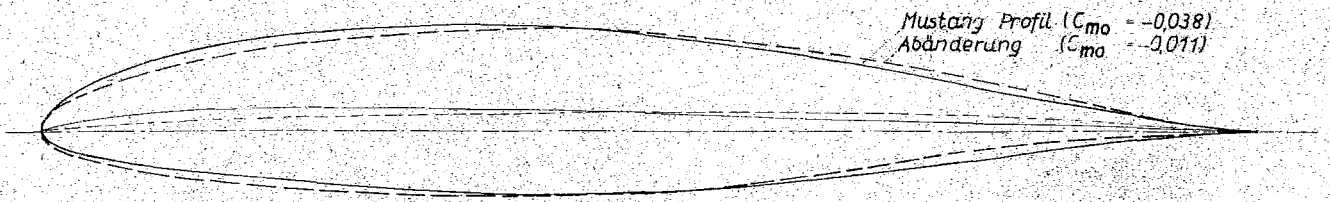
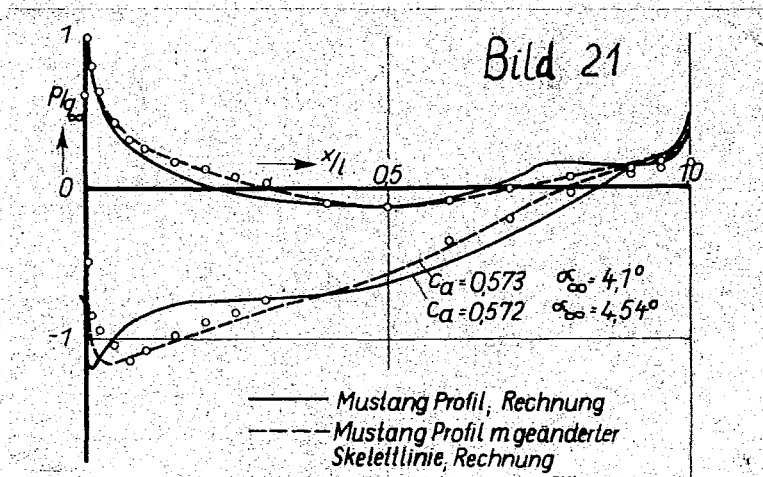
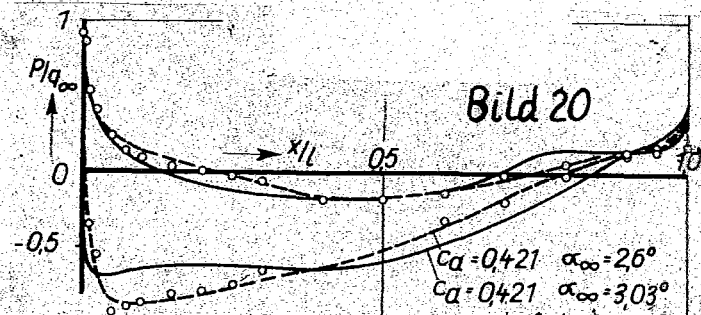
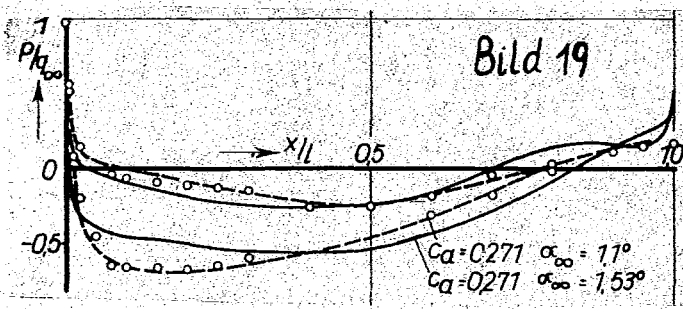
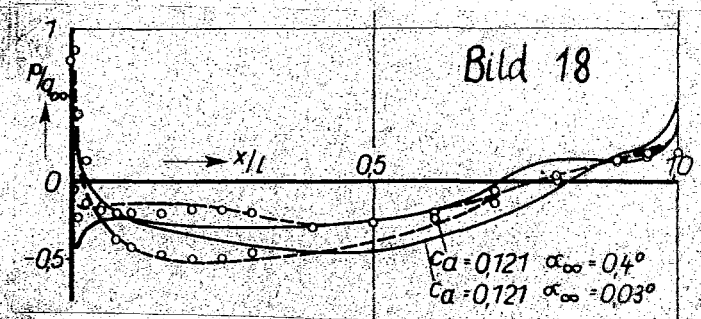
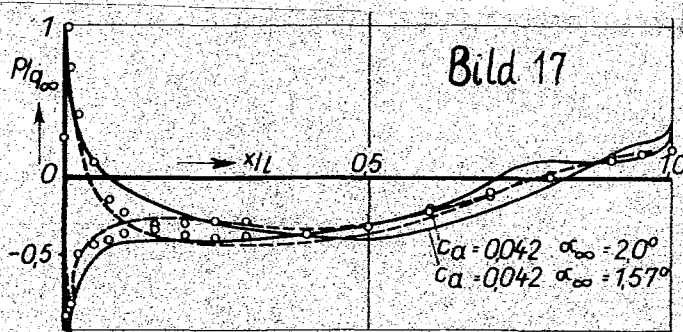


Bild 14 und 15 Vergleich der gemessenen Umschlagpunkte [5] mit berechneten Grenzlagen (laminare Ablösestelle, (I) und Druckminimum (II)) des Umschlagpunktes lam. Mustang-Profil.

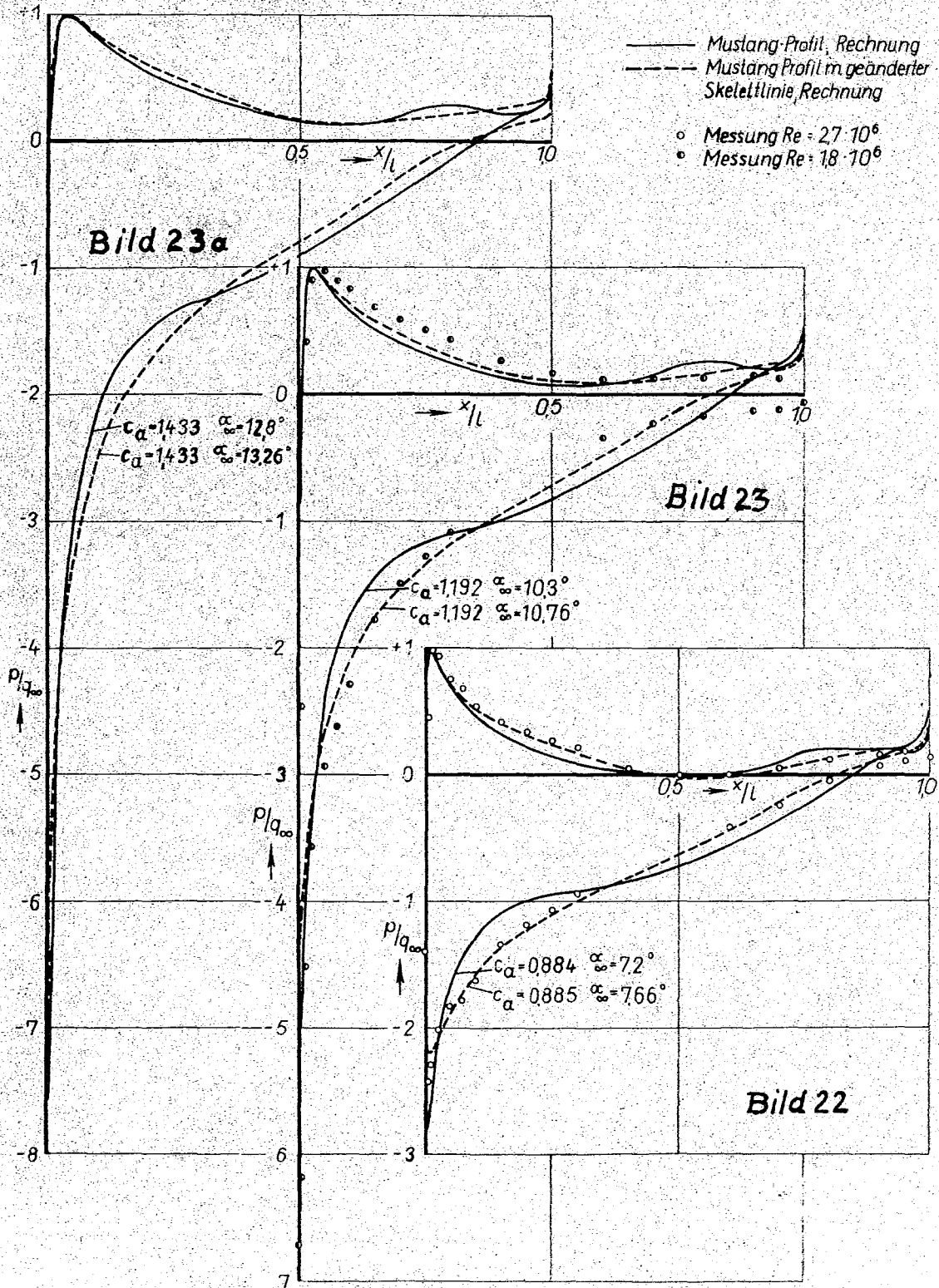


**Bild 16** Profil „Mustang“ mit geänderter Skelettlinie (gestrichelt) im Vergleich mit dem ursprünglichen „Mustang“-Profil.



o Messung  $Re = 2,7 \cdot 10^6$

**Bild 17 bis 21:** Vergleich der gerechneten Druckverteilungen der Profile „Mustang“ und „Mustang mit geänderter Skelettlinie“. Außerdem ist eine Druckverteilungs-Messung (o) an dem geänderten „Mustang“-Profil eingezeichnet.



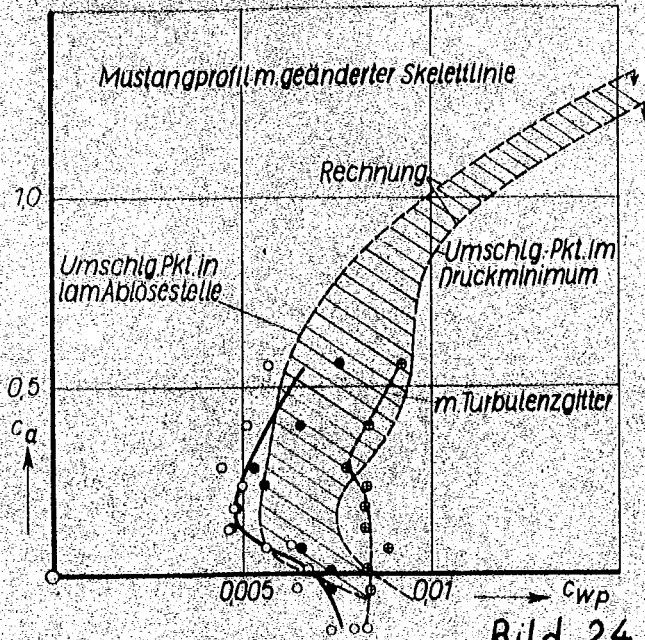


Bild 24

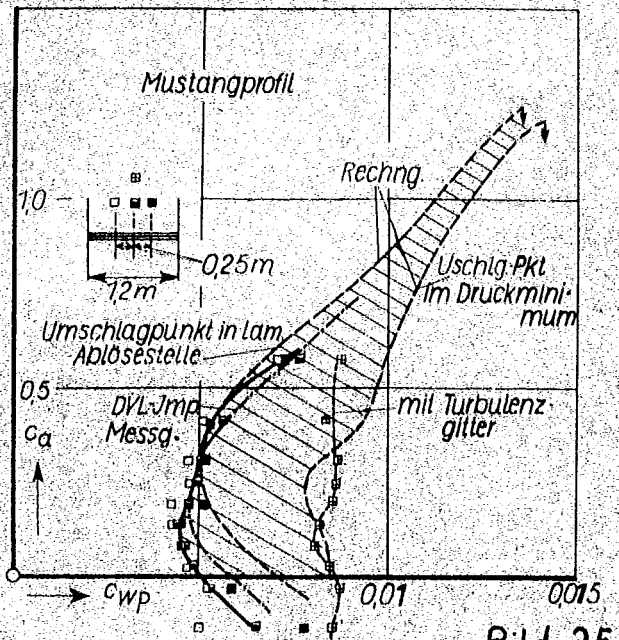


Bild 25

Bild 24 Gemessene und gerechnete Polaren des Profils „Mustang“ mit geänderter Skelettlinie.

Bild 25 Vergleich der DVL- und IFA-Messung am Profil „Mustang“.

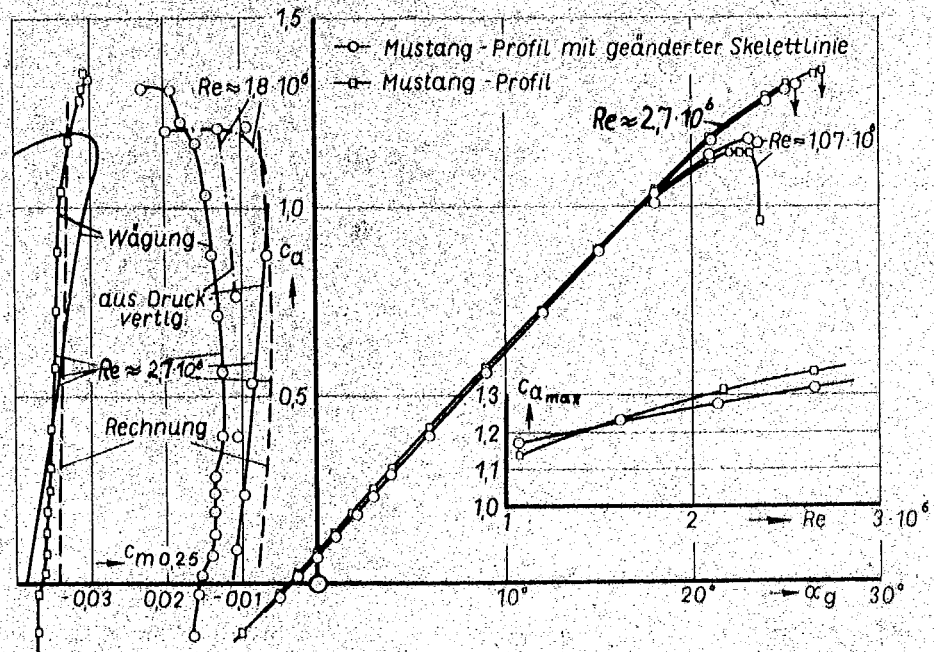
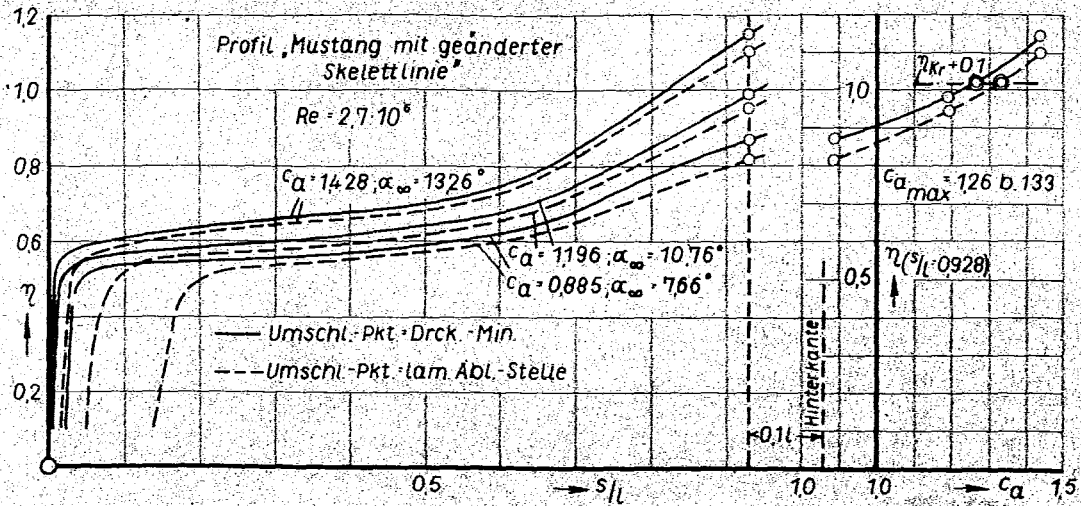
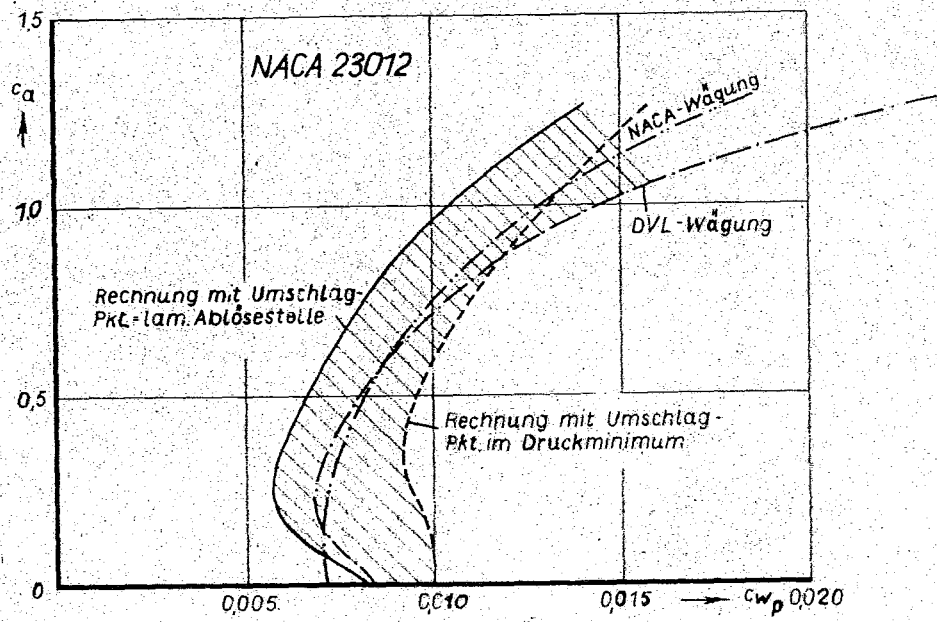


Bild 26 Gemessene  $c_a(\alpha)$ - und  $c_{m,0.25}(\alpha)$ -Kurven der Profile „Mustang“ und „Mustang mit geänderter Skelettlinie“, ( $c_{m,0.25}(\alpha)$ -Kurven mit Rechnung verglichen).



**Bild 27** Zur Berechnung von  $c_{a_{max}}$  des Profils „Mustang mit geänderter Skelettlinie“. Verlauf des Grundwirzischen Formparameters  $\eta$  längs der Profilabwicklung  $s$  auf der Saugseite.  $c_{a_{max}}$  ist hier dann erreicht, wenn  $\eta$  an der Stelle  $x/l = 0,9$  ( $s/l = 0,928$ ) den Wert  $\eta_{Kr} + 0,1 = 1,017$  annimmt.



**Bild 28** Gemessene und gerechnete Polaren des Profils NACA 23012

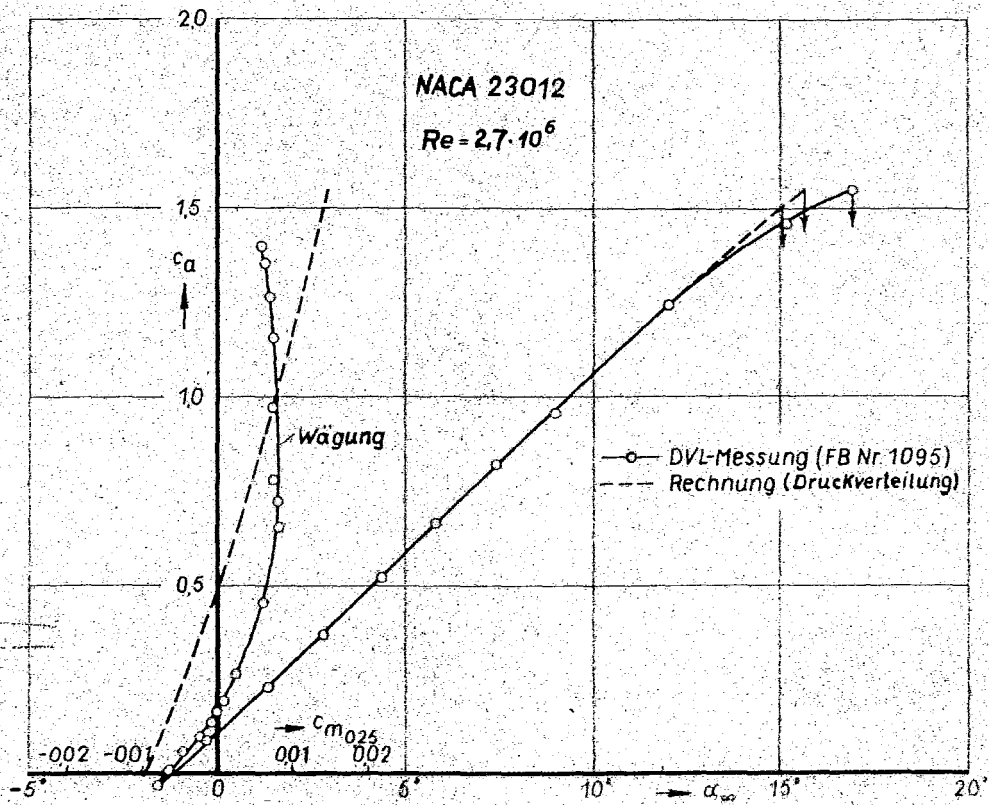


Bild 29 Gemessene und gerechnete  $c_a$  ( $c_w$ ) und  $c_{m_{0,25}}$  ( $c_m$ ) - Kurven des Profils NACA 23012.