

EINIGE NEUERE ERGEBNISSE ÜBER GRENZSCHICHTBEEINFLUSSUNG (Recent Developments in Boundary Layer Control)

Von H. SCHLICHTING

Technische Hochschule Braunschweig und
Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen

1. EINLEITUNG

DIE Fragen der Beeinflussung der Grenzschicht eines umströmten Körpers haben schon vor etwa 25 Jahren für die flugtechnische Aerodynamik eine erhebliche Bedeutung gewonnen⁽¹⁾. Ich möchte daran erinnern, daß etwa um diese Zeit in der Aerodynamischen Versuchsanstalt (AVA) Göttingen nach Vorschlägen von Prof. A. Betz und Prof. O. Schrenk das erste Flugzeug mit Grenzschichtabsaugung zur Erhöhung des Maximalauftriebes gebaut wurde. Die Grenzschichtbeeinflussung umfaßt heute ein außerordentlich großes Gebiet der Flugzeugaerodynamik, das etwa gekennzeichnet werden kann durch *Höchstauftrieb*, *Widerstandsverminderung* sowie *Verbesserung der Stabilität* und *Steuerung*. Ich will hier nicht einen Überblick über dieses umfangreiche Gebiet der Grenzschichtforschung geben. Vielmehr möchte ich über einige Ergebnisse berichten, die in Deutschland auf diesem Gebiet in letzter Zeit erzielt worden sind, und zwar insbesondere in der Deutschen Forschungsanstalt für Luftfahrt (DFL) in Braunschweig und in der Aerodynamischen Versuchsanstalt (AVA) in Göttingen.

Es sind *drei verschiedene Teilaufgaben*, die ich behandeln möchte :

(a) *Turbulente Grenzschicht mit Absaugung*. Während es für die Berechnung der laminaren Grenzschicht mit Absaugung seit längerer Zeit bequeme Rechenverfahren gibt, fehlen solche bisher noch für die turbulente Grenzschicht mit Absaugung und Ausblasen. Da bei den Fragen der Grenzschichtbeeinflussung mit Absaugung und Ausblasen in neuerer Zeit die turbulente Grenzschicht stark im Vordergrund steht, scheint mir ein entsprechendes Rechenverfahren für die turbulente Grenzschicht mit Absaugung für die weitere Forschung auf diesem Gebiet wertvoll zu sein. Insbesondere bei den Fragen der Erhöhung des Maximalauftriebes durch Absaugung ist es von großem Wert, die turbulente Grenzschicht mit Absaugung bei verschiedener Verteilung der Absaugegeschwindigkeit längs der Oberfläche berechnen zu können. Meine Mitarbeiter Dr.-Ing. K. Gersten und Dipl.-Ing. W. Pechau in

Braunschweig haben in letzter Zeit ein einfaches, aber doch recht universelles Berechnungsverfahren für die turbulente Grenzschicht mit Absaugung und Ausblasen ausgearbeitet, über das ich kurz berichten möchte.

(b) *Laminare Grenzschicht mit Schlitzabsaugung.* Es ist seit langem bekannt, daß für die Stabilisierung der laminaren Grenzschicht mittels Absaugung die Schlitzabsaugung wesentlich weniger wirksam ist als die kontinuierlich verteilte Absaugung. Zu dieser Frage hat Dr. W. Wuest in Göttingen in letzter Zeit einige Untersuchungen ausgeführt, über die ich kurz berichten möchte.

(c) *Grenzschichtzaun.* Der Grenzschichtzaun ist seit einiger Zeit bekannt als ein sehr wirksames Mittel, um bei Pfeilflügeln die vorzeitige Ablösung der Strömung zu verhindern und damit das flugtechnische Verhalten solcher Flügel zu verbessern. Es existieren zwar in der Literatur eine große Zahl von Messungen an Flügeln und auch an ganzen Flugzeugmodellen mit vielen verschiedenen Anordnungen von Grenzschichtzäunen. Die dabei erzielten Ergebnisse sind jedoch von stark empirischem Charakter. Mein Mitarbeiter Dipl.-Ing. A. Das in Braunschweig hat versucht, die Strömung an einem Tragflügel mit Grenzschichtzaun von der physikalischen Seite etwas näher aufzuklären. Dabei ist es gelungen, auch einen gewissen theoretischen Zugang zu diesem Problem zu finden. Hierüber möchte ich ebenfalls einiges berichten.

2. BERECHNUNG DER TURBULENTEN GRENZSCHICHT MIT ABSAUGUNG UND AUSBLASEN

2.1. *Das Rechenverfahren.*

Die Berechnung der turbulenten Grenzschicht mit kontinuierlichem Absaugen und Ausblasen soll für inkompressible Strömung behandelt werden. Für das entsprechende Problem bei laminarer Strömung existieren seit längerer Zeit Berechnungsverfahren, die an den Impulssatz und den Energiesatz der Grenzschicht anknüpfen und somit als Näherungsverfahren anzusprechen sind. Für die laminare Grenzschicht mit beliebiger Verteilung der Absaugeschwindigkeit und beliebig vorgegebener Außenströmung wurde ein solches Berechnungsverfahren erstmalig von H. Schlichting⁽²⁾ angegeben. Dieses wurde später von E. Truckenbrodt⁽³⁾ für die praktische Durchführung erheblich vereinfacht. Einen speziellen Vorschlag für die Berechnung der turbulenten Grenzschicht mit Absaugung hat vor einiger Zeit bereits A. Raspet⁽¹⁵⁾ im Zusammenhang mit seinen Flugversuchen^{(16), (17)} zur Erhöhung des Maximalauftriebes durch Absaugung gemacht.

Das im folgenden angegebene allgemeine Berechnungsverfahren für die turbulente Grenzschicht, welches von meinen Mitarbeitern K. Gersten und W. Pechau⁽⁴⁾ ausgearbeitet wurde, lehnt sich eng an diese früheren

Verfahren an. Es sei in seinen Grundzügen hier kurz dargestellt, ohne auf alle Einzelheiten der Rechnung einzugehen.

Die Ausgangsgleichungen sind der Impulssatz und der Energiesatz der Grenzschicht, welche für die ebene inkompressible turbulente Grenzschicht folgendermaßen lauten:

$$\text{Impulssatz: } \frac{d}{dx} (\theta U^2) + \delta^* U \frac{dU}{dx} - v_0 U = \frac{\tau_0}{\rho} \quad (1)$$

$$\text{Energiesatz: } \frac{d}{dx} (\delta^{**} U^3) - v_0 U^2 = 2 \int_0^{\delta} \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} dy \quad (2)$$

Solange über die Schubspannung τ und die Wandschubspannung τ_0 keine näheren Angaben gemacht werden, gelten diese beiden Gleichungen sowohl für laminare als auch für turbulente Strömung.

Hierbei bedeutet (Bild 1):

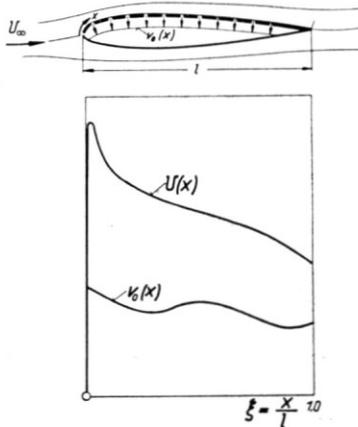


BILD 1. Erläuterungsskizze: Tragflügelprofil mit potentialtheoretischer Geschwindigkeitsverteilung $U(x)$ und längs der Kontur kontinuierlich verteilter Absauggeschwindigkeit $v_0(x)$.

x	Koordinate längs der Wand,
y	Koordinate senkrecht zur Wand,
l	Flügeltiefe,
ρ	Dichte des strömenden Mediums,
$U(x)$	die vorgegebene Außenströmung,
$u(x,y)$	Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht,
$v_0(x)$	vorgegebene Absauggeschwindigkeit,
$\tau(y)$	Schubspannung in der Grenzschicht,
τ_0	Wandschubspannung in der Grenzschicht,
δ^*	Verdrängungsdicke der Grenzschicht,
θ	Impulsverlustdicke der Grenzschicht,
δ^{**}	Energieverlustdicke der Grenzschicht.

Diese drei "Grenzschichtdicken" sind in folgender Weise definiert:

$$\left. \begin{aligned} \text{Verdrängungsdicke:} \quad \delta^* U &= \int_0^{\delta} (U - u) dy, \\ \text{Impulsverlustdicke:} \quad \theta U^2 &= \int_0^{\delta} u(U - u) dy, \\ \text{Energieverlustdicke:} \quad \delta^{**} U^3 &= \int_0^{\delta} u(U^2 - u^2) dy. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Aus diesen drei Grenzschichtdicken werden die folgenden beiden Grenzschichtdicken-Verhältnisse gebildet, die auch als *Formparameter* der Grenzschicht bezeichnet werden:

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}, \quad (4)$$

$$\bar{H} = \frac{\delta^{**}}{\theta}. \quad (5)$$

Diese beiden Formparameter ändern sich im allgemeinen längs der umströmten Wand. Ihre Zahlenwerte sind massgeblich für die *Ablösung* der Grenzschicht.

Für die Integration von Gl. (1) und (2) werden in bekannter Weise die folgenden dimensionslosen Größen eingeführt:

$$\xi = \frac{x}{l}; \quad Re = \frac{U_{\infty} l}{\nu}, \quad \frac{\theta}{l} \quad (6)$$

Für die Grenzschicht ohne Absaugung konnte E. Truckenbrodt⁽⁵⁾ zeigen, daß die Lösung der beiden Gleichungen (1) und (2) auf eine Quadratur zurückgeführt werden kann, wobei die erste Gleichung den Verlauf der Impulsverlustdicke längs der Wand und die zweite Gleichung den Verlauf des Formparameters \bar{H} liefert. Schlägt man das gleiche Rechenverfahren auch für den Fall der turbulenten Grenzschicht mit Absaugung ein, so gelingt, wie wir im folgenden sehen werden, die Quadratur nur noch für die zweite der beiden obigen Gleichungen, während die erste Gleichung auf eine gewöhnliche Differentialgleichung für die Impulsverlustdicke führt.

Wir setzen für die dimensionslose Impulsverlustdicke:

$$\Theta = Re^{1/4} \left(\frac{U}{U_{\infty}} \right)^{(5/4)(H+2)} \left(\frac{\theta}{l} \right)^{5/4} \quad (7)$$

Für die Wandschubspannung wird das Gesetz ohne Absaugung übernommen, vgl.⁽⁵⁾:

$$\frac{\tau_0}{\rho U^2} = \frac{\alpha}{Re^{1/4}} \quad \text{mit} \quad \alpha = 0,012 \quad (8)$$

desgleichen der Ansatz für die turbulente Energiedissipation:

$$\frac{1}{\rho U^3} \int_0^{\delta} \tau \frac{\partial u}{\partial y} dy = \frac{\beta}{Re^{1/4}_\theta} \quad \text{mit } \beta = 1,13 \cdot 10^{-2} \quad (9)$$

Führt man dies in die beiden Grundgleichungen (1) und (2) ein, so ergeben sich nach einfacher Rechnung die folgenden beiden Bestimmungsgleichungen für die dimensionslose Impulsverlustdicke Θ und den Formparameter \bar{H} :

$$\frac{d\Theta}{d\xi} = \frac{5}{4} \alpha \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{(5/4)(H+2)-1/4} - \frac{5}{4} (Re \cdot \Theta)^{1/5} \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{H+1} \left(\frac{-v_0(\xi)}{U_\infty} \right) \quad (10)$$

$$\bar{H} = \Theta^{-4/5} \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{H-1} \int_0^{\xi} \left\{ 2\beta \Theta^{-1/5} \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{13+H} - Re \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^2 \left(\frac{-v_0(\xi)}{U_\infty} \right) \right\} d\xi \quad (11)$$

Die Bedeutung sämtlicher in diesen beiden Gleichungen vorkommenden Größen wurde oben bereits angegeben.

Zur Vereinfachung der Rechnung wird für die Ermittlung der Impulsverlustdicke aus Gl. (1) die Annahme gemacht, daß der Formparameter H längs der Wand konstant ist.* Damit erhält man aus Gleichung (1) und (2) die beiden Gl. (10) und (11), die man nach einander lösen kann. Zuerst löst man Gleichung (10) für die dimensionslose Impulsverlustdicke Θ und danach Gleichung (11) für den Formparameter \bar{H} .

Um die *Ablösung* der turbulenten Grenzschicht zu beurteilen, braucht

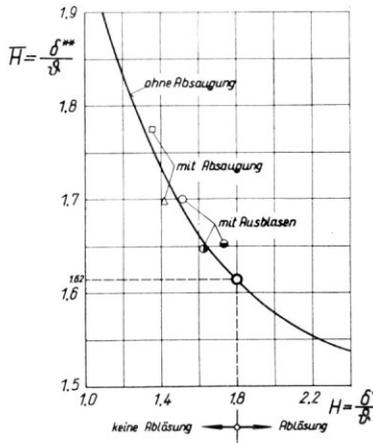


BILD 2. Universelle Beziehung zwischen den Formparametern $\bar{H} = \delta^{**}/\theta$ und $H = \delta^*/\theta$ der turbulenten Grenzschicht.
 Ausgezogene Kurve: ohne Absaugung lit. 5
 Meßpunkte: mit Absaugung, nach lit. 7
 Ablösung tritt ein für $H > 1,8$, d.i. $\bar{H} < 1,62$.

*In Gl. (1) tritt H nur in der Kombination $(2 + H)$ auf, wie man sofort erkennt. Da H sich etwa in den Grenzen $1,3 < H < 2,0$ ändert, entsteht durch die Annahme eines konstanten H kein großer Fehler.

man noch den Zusammenhang zwischen den beiden Formparametern \bar{H} und H . Dieser ist für die turbulente Grenzschicht ohne Absaugung durch die ausgezogene Kurve in Bild 2 gegeben. In diesem Bild sind auch für turbulente Grenzschichten mit Absaugung einige Punkte aus⁽⁷⁾ eingetragen, die sehr gut auf dieser Kurve liegen. Man darf daraus schließen, daß somit die Kurve in Bild 2 für die turbulente Grenzschicht mit und ohne Absaugung als gute Approximation gelten kann.

Das Ablösungskriterium lautet:

$$\text{Ablösung: } H \geq 1,8 \text{ oder } \bar{H} \leq 1,62$$

Bevor wir sogleich einige Beispiele besprechen, mögen noch zu den beiden Gleichungen (10) und (11) einige Bemerkungen gemacht werden:

- (a) Für den Sonderfall der Grenzschicht *ohne Absaugung*, $v_0(\xi) = 0$, lässt sich auch Gl. (10) durch Quadratur lösen. In diesem Fall ergibt sich das *Gruschwitzsche* Berechnungsverfahren für die turbulente Grenzschicht, aber auch gute Übereinstimmung mit dem Verfahren von E. Truckenbrodt⁽⁵⁾.
- (b) Für die *längsangeströmte ebene Platte* mit homogenem Absaugen und Ausblasen hat schon früher H. Schlichting⁽⁶⁾ eine geschlossene Lösung für die Berechnung der Impulsverlustdicke θ angegeben. Diese ist für $v_0 = \text{const.}$ und $U = U_\infty = \text{const.}$ in Gl. (10) mitenthalten.

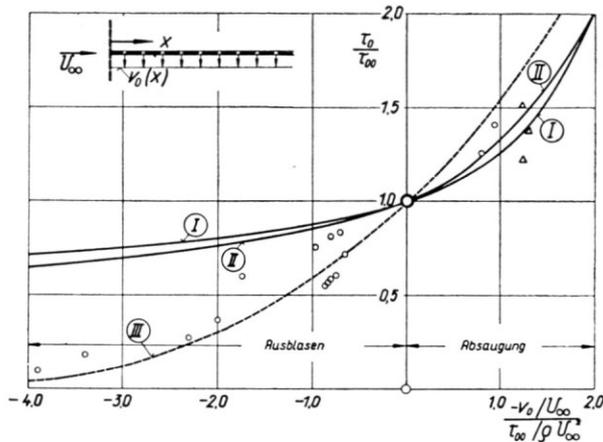


BILD 3. Turbulente Grenzschicht an der längsangeströmten ebenen Platte mit Absaugung und Ausblasen. Wandschubspannung τ_0 in Abhängigkeit vom Mengenbeiwert $-v_0/U_\infty$ der Absaugung; Vergleich von Theorie und Messungen. τ_{00} = Wandschubspannung bei undurchlässiger Wand.

Messungen nach⁽⁷⁾:

○ für homogene Absaugung, $v_0 = \text{const.}$

△ Absaugung, $v_0 \sim x^{-0,2}$.

Kurve (I): Theorie für $v_0 = \text{const.}$ (homogenes Absaugen bzw. Ausblasen)

Kurve (II): Theorie für $v_0 \sim x^{-0,2}$ (ähnliche Lösungen)

Kurve (III): Theorie nach Dorrance und Dore⁽⁸⁾

2.2. Berechnungsbeispiele

Längsangeströmte Platte mit homogener Absaugung—Für die längs-angeströmte ebene Platte mit homogener Absaugung und Ausblasen, $v_0 = \text{const.}$, sind einige Ergebnisse der Rechnung in Bild 3 als Kurve (I) dargestellt. Es ist aufgetragen die Wandschubspannung für die Grenzschicht mit Absaugung τ_0 , bezogen auf die Schubspannung der Grenz-

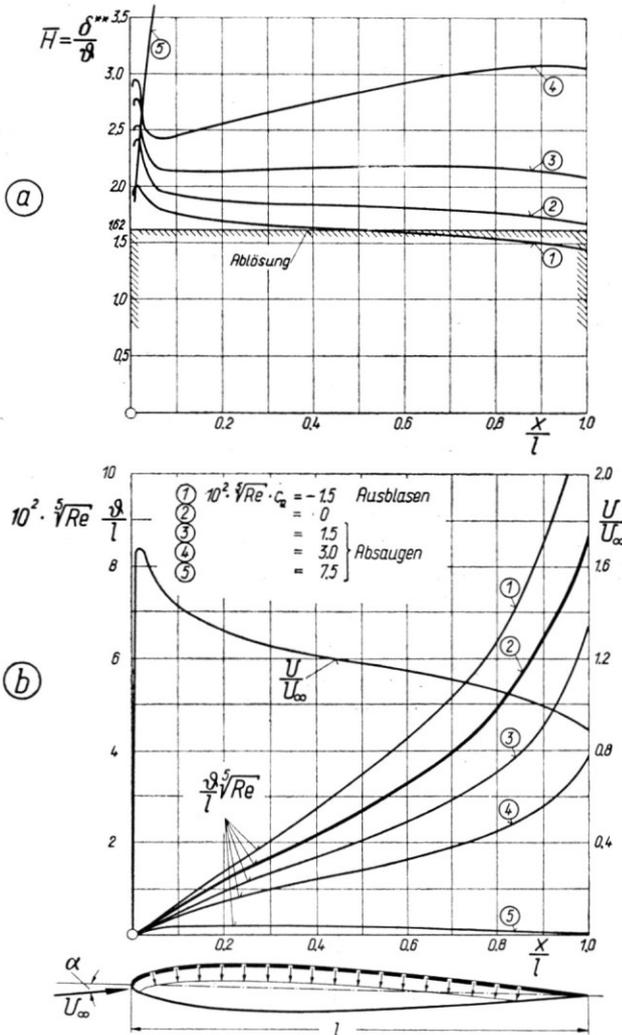


BILD 4. Turbulente Grenzschicht am Tragflügelprofil NACA 0010 mit homogenem Absaugen und Ausblasen; Saugseite; Anstellwinkel $\alpha = 5^\circ$; Reynoldszahl $Re = U_\infty l / \nu$.

- (a) Formparameter $\bar{H} = \delta^{**} / \theta$,
- (b) Impulsverlustdicke θ für verschiedene Mengenbeiwerte c_Q des Absaugens bzw. Ausblasens; $c_Q = -v_0 / U_\infty$.

schicht *ohne* Absaugung τ_{00} , über dem dimensionslosen Mengenbeiwert $-v_0/U_\infty$. Zum Vergleich sind Meßergebnisse nach (7) eingetragen, die zum mindesten im Bereich der Absaugung gut mit der Theorie übereinstimmen. Als Kurve (II) ist ferner noch die Lösung für das Absaugegesetz $v_0 \sim x^{-0,2}$ eingetragen, für welches sich "ähnliche" Grenzschichtprofile ergeben; hierüber siehe weiter unten. Für homogene Absaugung existiert auch eine Theorie von W. H. Dorrance und F. J. Dore⁽⁸⁾, welche mit eingetragen ist.

Tragflügelprofil NACA 0010—Das neue Berechnungsverfahren ist ferner an Tragflügelprofilen mit homogener Absaugung eingehend erprobt worden. Bild 4 zeigt einige Ergebnisse für das Profil NACA 0010 beim Anstellwinkel $\alpha = 5^\circ$, welches auf der Saugseite mit homogener Absaugung von der Vorderkante bis zur Hinterkante versehen ist. In Bild 4b ist außer der potentialtheoretischen Geschwindigkeitsverteilung der Verlauf der Impulsverlustdicke θ für fünf verschiedene Mengenbeiwerte der Absaugung angegeben. Die Kurve (2) entspricht dem Fall ohne Absaugung, die Kurve (1) einem schwachen Ausblasen und die Kurven (3), (4) und (5) dem Fall mit Absaugung bei verschiedenen Mengenbeiwerten. Die letzteren Kurven zeigen, daß die Impulsverlustdicke mit wachsender Absaugemenge sehr stark abnimmt. Die Frage der Ablösung kann an Hand von Bild 4a beurteilt werden, in welchem der Formparameter $\bar{H} = \delta^{**}/\theta$ über der Lauflänge x/l aufgetragen ist. Im Fall ohne Absaugung tritt keine Ablösung ein, Kurve (2). Ein schwaches Ausblasen, Kurve (1), führt bereits zur Ablösung bei etwa $x/l = 0,5$. Für alle drei Fälle mit Absaugung ergibt sich keine Ablösung.

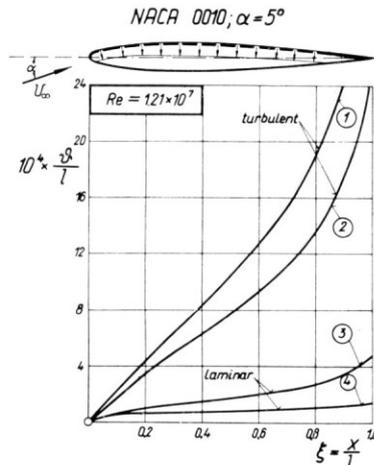


BILD 5. Vergleich der laminaren und turbulenten Grenzschicht am Profil NACA 0010 beim Anstellwinkel $\alpha = 5^\circ$, Saugseite.

Kurve (1), turbulent	<i>ohne</i>	Absaugung, $c_q = 0$
Kurve (2), turbulent	<i>mit</i>	Absaugung, $c_q = 5,8 \cdot 10^{-4}$
Kurve (3), laminar	<i>ohne</i>	Absaugung, $c_q = 0$
Kurve (4), laminar	<i>mit</i>	Absaugung, $c_q = 5,8 \cdot 10^{-4}$.

Recht interessant ist eine Gegenüberstellung der laminaren und der turbulenten Grenzschicht bei gleicher Aussenströmung und auch gleicher Absaugemenge. Bild 5 gibt diesen Vergleich für das Profil NACA 0010 beim Anstellwinkel $\alpha = 5^\circ$ für die Saugseite des Profiles. Auch die Reynolds-Zahl ist für die laminare und die turbulente Grenzschicht mit $Re_l = 1,2 \cdot 10^7$ gleich groß. Der Mengenbeiwert der Absaugung beträgt $c_Q = 5,8 \cdot 10^{-4}$. Man erkennt aus diesem Bild, daß einmal bei turbulenter Strömung die Grenzschichtdicke wesentlich größer ist als bei laminarer Strömung, was ja bekannt ist, und daß zum anderen bei gleicher Absaugemenge die Reduzierung der Grenzschichtdicke durch die Absaugung bei laminarer Strömung größer ist als im turbulenten Fall.

Ähnliche Lösungen—Bei den laminaren Grenzschichten ohne Absaugung spielen bekanntlich die sogenannten "ähnlichen" Lösungen eine wichtige Rolle. Unter ähnlichen Lösungen verstehen wir solche, bei denen die Geschwindigkeitsprofile die Eigenschaft haben, daß sie sich an den verschiedenen Stellen längs der Wand nur durch je einen Maßstabsfaktor in u und y unterscheiden. Für die laminare Grenzschicht ohne Absaugung erhält man ähnliche Geschwindigkeitsprofile bekanntlich, wenn die Außenströmung dem Gesetz $U \sim x^m$ gehorcht. Herr Gersten und Herr Pechau haben die Frage der ähnlichen Lösungen auch für turbulente Grenzschichten mit Absaugung und Ausblasen untersucht. Dabei hat sich folgendes ergeben: Ähnliche Lösungen sind hier durch $H = \text{const.}$ und somit auch $\bar{H} = \text{const.}$ gegeben. Das oben angegebene Rechenverfahren gestattet für jede beliebige Potential-Strömung $U(x)$ eine solche Verteilung der Absaugegeschwindigkeit $v_0(\xi)/U_\infty$ zu bestimmen, derart, daß sich ähnliche Grenzschichtprofile ergeben. Einige Sonderfälle mögen hier ohne Beweis angeführt werden:

1. Der Sonderfall $v_0(\xi) = 0$, d.i. die Grenzschicht ohne Absaugung, führt auf das bekannte Ergebnis $U/U_\infty \sim \xi^m$.
2. Die Forderung einer längs der ganzen Lauflänge der Grenzschicht konstanten Impulsverlustdicke, $\theta/l = \text{const.}$, führt für die turbulente Grenzschicht mit Absaugung auf $U/U_\infty \sim \xi^4$ und $-v_0/U_\infty \sim \xi^3$.
3. Für die Geschwindigkeitsverteilung $U/U_\infty = c\xi^m$ führt die Forderung der ähnlichen Lösungen auf $-v_0/U_\infty \sim \xi^{\frac{4m-1}{5}}$ und $\theta/l \sim \xi^{\frac{4-m}{5}}$. Sonderfälle hiervon sind:
 - (a) die ebene Platte mit $m = 0$ und $-v_0/U_\infty \sim \xi^{-1/5}$ und $\theta/l \sim \xi^{4/5}$ (Bild 3);
 - (b) die homogene Absaugung mit $m = \frac{1}{4}$ und $-v_0/U_\infty = \text{const.}$ und $\theta/l \sim \xi^{3/4}$.

Das vorstehend geschilderte Berechnungsverfahren für die turbulente Grenzschicht mit Absaugung und Ausblasen hat sich in der numerischen Durchführung als recht bequem erwiesen. Es enthält als Spezialfall die turbulente Grenzschicht ohne Absaugung bei beliebiger Außenströmung sowie auch die Plattengrenzschicht mit Absaugung und Ausblasen. In seinen Ergebnissen stimmt es mit diesen schon bekannten Spezialfällen überein. Um das neue Berechnungsverfahren noch besser zu fundieren, sind einige systematische Grenzschichtmessungen für die turbulente Grenzschicht mit Absaugung und Ausblasen erwünscht. Diese Messungen haben vor allem den Zweck, die empirischen Konstanten, welche in die Rechnung eingehen, noch genauer zu bestimmen.

3. STABILITÄT DER LAMINAREN GRENZSCHICHT MIT SCHLITZABSAUGUNG

Wie schon in der Einleitung ausgeführt, besitzt eine laminare Grenzschicht mit kontinuierlich verteilter und insbesondere mit homogener Absaugung nach der Stabilitätstheorie der laminaren Grenzschicht eine wesentlich höhere Stabilitätsgrenze als eine Grenzschicht mit Schlitzabsaugung. Die letztere kann aufgefaßt werden als eine Grenzschicht, bei welcher längs der Wand die Bereiche mit Absaugung und ohne Absaugung sich periodisch wiederholen. Mit der Berechnung solcher stückweise periodisch abgesaugter Grenzschichten und mit der Untersuchung ihrer Stabilität hat sich vor einiger Zeit W. Wuest^{(9), (10), (18)} befaßt. Auch W. Rheinboldt hat einen Beitrag zur Berechnung solcher laminarer Grenzschichten gegeben⁽¹¹⁾. In Anlehnung an eine frühere

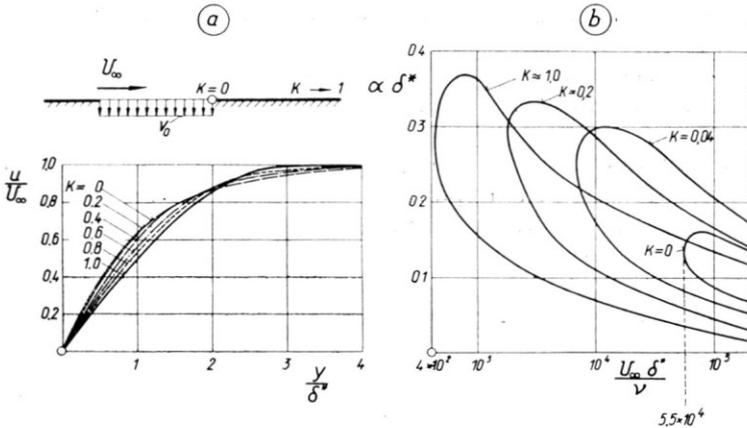


BILD 6. Laminare Grenzschicht hinter einer Absaugestrecke an der längsangeströmten ebenen Platte, nach W. Wuest⁽⁹⁾

- (a) Entwicklung des Grenzschichtprofils von dem asymptotischen Absaugeprofil ($K = 0$) zum Plattenprofil ohne Absaugung ($K = 1$); Geschwindigkeitsprofile nach Gl (12).
 (b) Indifferenzkurven für verschiedene Geschwindigkeitsprofile.

Arbeit von H. Schlichting⁽²⁾ wird von W. Wuest⁽⁹⁾ für die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht der folgende einparametrische Ansatz gemacht:

$$\frac{u}{U_\infty} = 1 - e^{-\eta} - K \left[1 - e^{-\frac{\eta}{\sqrt{K}}} - \sin \frac{\pi\eta}{6\sqrt{K}} \right] \quad (12)$$

mit $\eta = \frac{y}{\delta^*}$ und $0 \leq \eta \leq 3\sqrt{K}$.

Dabei ist η die dimensionslose Koordinate senkrecht zur Wand und $K(x)$ ein Formparameter der Grenzschichtprofile. Es entspricht $K = 0$ dem sog. asymptotischen Absaugeprofil, welches sich z. B. an der längsangeströmten ebenen Platte mit homogener Absaugung in einem Abstand von der Vorderkante ausbildet, und $K = 1$ dem Blasius-Profil an der längsangeströmten ebenen Platte ohne Absaugung. Bei periodisch aufeinander folgenden Bereichen ohne und mit Absaugung hat der Formparameter $K(x)$ auch einen periodischen Verlauf längs der Wand.

Herr Wuest hat in der Arbeit⁽⁹⁾ verschiedene Fälle solcher Grenzschichten mit periodischer Absaugverteilung durchgerechnet. Aus

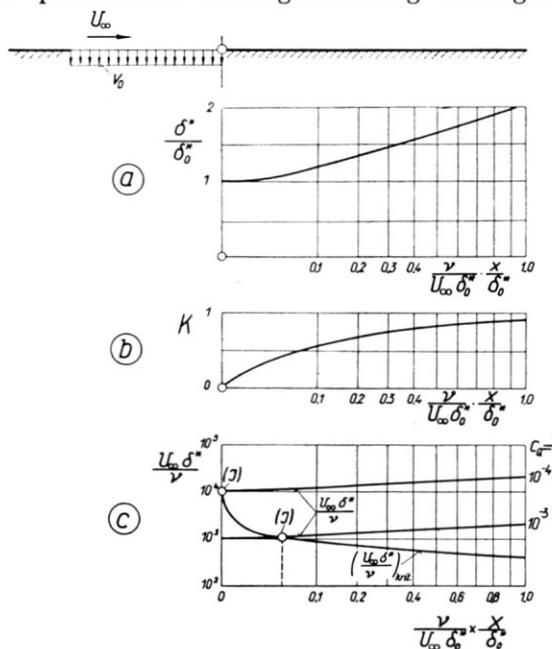


BILD 7. Laminare Grenzschicht hinter einer Absaugestrecke an der längsangeströmten ebenen Platte, nach W. Wuest⁽⁹⁾

δ^* = Verdrängungsdicke der Grenzschicht; δ_0^* = Verdrängungsdicke der Grenzschicht am Ende der Absaugestrecke.

- (a) Grenzschichtdicke längs der Wand
- (b) Formparameter K der Geschwindigkeitsprofile
- (c) Ermittlung der Lage des Indifferenzpunktes I für verschiedene Mengenbeiwerte $c_Q = -v_0/U_\infty$.

seinen umfangreichen numerischen Ergebnissen möge hier nur ein typisches Beispiel angegeben werden. In Bild 6 sind für die längs angeströmte ebene Platte die Ergebnisse dargestellt für den Fall, daß sich an ein ziemlich ausgedehntes Gebiet mit homogener Absaugung ein absaugungsfreies Gebiet anschließt. Am Ende des Absaugebereiches möge bereits das asymptotische Absaugeprofil mit $K = 0$ erreicht worden sein. In großem Abstand hinter dem Absaugebereich hat man dann das Blasius-Profil mit $K = 1$. Von dem Ende des Absaugebereiches aus stromabwärts ergeben sich nach Bild 6a in der Grenzschicht Geschwindigkeitsprofile mit Werten des Formparameters K , die von 0 gegen 1 streben. Bild 6b gibt für einige dieser Geschwindigkeitsprofile die Indifferenzkurve nach der Stabilitätstheorie der laminaren Grenzschicht. Das Profil mit $K = 0$ hat die sehr hohe Stabilitätsgrenze $Re_{\delta^*_{krit}} \approx 55\,000$ und das Profil $K = 1$ hat die Stabilitätsgrenze $Re_{\delta^*_{krit}} = 420$. Die übrigen Geschwindigkeitsprofile haben Stabilitätsgrenzen zwischen diesen beiden Werten.

In Bild 7 ist dargestellt, wie man für die Grenzschicht hinter dem Absaugebereich die Lage des Indifferenzpunktes erhält. Dabei ergibt sich die "Nachwirkung" der Stabilisierung durch Absaugung, wenn die Grenzschicht aus einem Bereich mit Absaugung in einen Bereich ohne Absaugung weiterströmt.

Bild 7a zeigt das Anwachsen der Grenzschichtdicke in dem Bereich ohne Absaugung; dabei bedeutet $\delta_0^* = \nu/(-v_0)$ die Grenzschichtdicke am Ende des Absaugebereiches. Bild 7b zeigt den Verlauf des Formparameters K , der von 0 auf 1 anwächst. Schließlich zeigt Bild 7c die Ermittlung der Lage des Indifferenzpunktes, (I). Dieser wird erhalten als der Schnittpunkt der beiden Kurven $U\delta^*/\nu$ und $(U\delta^*/\nu)_{krit}$, wobei die letztere aus dem Stabilitätsdiagramm von Bild 6b entnommen wird. Nach Bild 7c ergibt sich beispielsweise bei einem Mengenbeiwert der Absaugung von $-v_0/U = 10^{-3}$ die Lage des Indifferenzpunktes zu:

$$\frac{\nu}{U\delta_0^*} \cdot \frac{x}{\delta_0^*} = 0,05.$$

Mit
$$\frac{U\delta_0^*}{\nu} = \frac{U}{-v_0} = 10^3$$

ist somit die Lage des Instabilitätspunktes gegeben durch

$$\frac{x}{\delta_0^*} = 0,05 \cdot 10^3 = 50,$$

somit $x_{krit} = 50\delta_0^*$.

Der Indifferenzpunkt liegt somit um den Abstand von 50 Verdrängungsdicken der Grenzschicht, d.i. rund 20 Grenzschichtdicken, hinter dem Ende des Absaugebereiches. Für kleinere Absaugemengen liegt der Indifferenzpunkt näher an dem Ende des Absaugebereiches. Im ganzen ist die Nachwirkung der Stabilisierung durch Absaugung ziemlich gering.

Die Wirkung der *ungleichmässigen Struktur der Absaugung* auf die Strömung in der Grenzschicht zwischen den Absaugeschlitzen ist von W. Wuest ⁽¹⁰⁾ auch noch in anderer Weise untersucht worden. Während bei streng kontinuierlicher Absaugung eine Grenzschicht, die ohne Absaugung zweidimensional ist, es auch mit Absaugung bleibt, so trifft dies im allgemeinen Fall bei Absaugung durch poröse Wände und durch Schlitze nicht zu. Bei der Absaugung durch poröse Wände wird durch die große Zahl der Löcher eine "Feinstruktur" der abgesaugten Grenzschicht erzeugt, welche dreidimensional und damit der Berechnung nur schwer zugänglich ist. Dasselbe gilt auch für Absaugeschlitze, die in der Längsrichtung der Strömung liegen. Bei *Schlitzen quer zur Strömung* in einer zweidimensionalen Grenzschicht bleibt jedoch auch die Feinstruktur der Grenzschicht infolge der Schlitzabsaugung noch zweidimensional. Solche Fälle sind von W. Wuest für die Grenzschicht an einer ebenen Wand mit einer gleichmäßigen Folge von Absaugeschlitzen untersucht worden, die quer angeströmt werden. Ohne auf die Einzelheiten der Rechnung einzugehen, möge hier nur ein typisches Ergebnis mitgeteilt werden. Man geht von den Navier Stokes' schen Gleichungen in der Form der Wirbeltransportgleichung aus, nimmt eine Linearisierung vor, sowie eine Fourier-Entwicklung, die der Geometrie der Absaugeschlitze angepaßt ist.

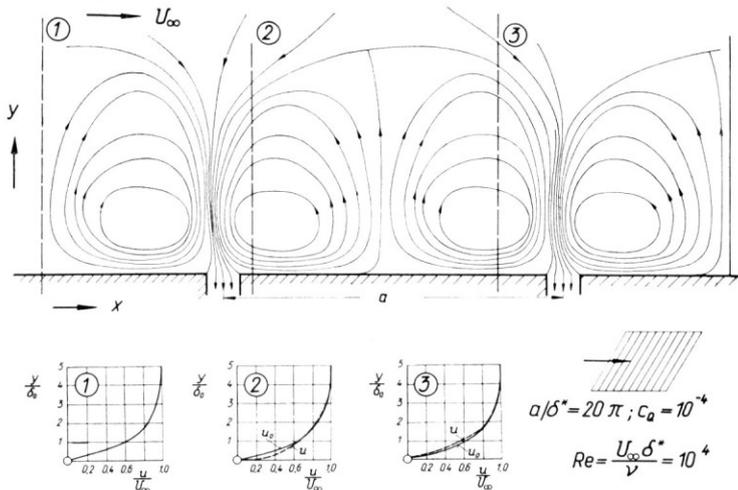


BILD 8. Sekundärströmung in der laminaren Grenzschicht bei quer angeströmten Absaugeschlitzen, nach W. Wuest⁽¹⁰⁾. Der y-Maßstab ist gegenüber dem x-Maßstab fünfmal überhöht.

Die Geschwindigkeitsprofile u in der Grenzschicht an den Stellen (1), (2), (3) zeigen die Abweichung (gestrichelte Kurve) gegenüber dem asymptotischen Absaugeprofil bei homogener Absaugung u_0 (ausgezogene Kurve). Diese Abweichungen sind zehnfach vergrößert dargestellt. Das Stromlinienbild der Sekundärströmung gibt die Abweichung von der Grenzschichtströmung des asymptotischen Absaugeprofiles an, welches bei homogener Absaugung vorhanden sein würde.

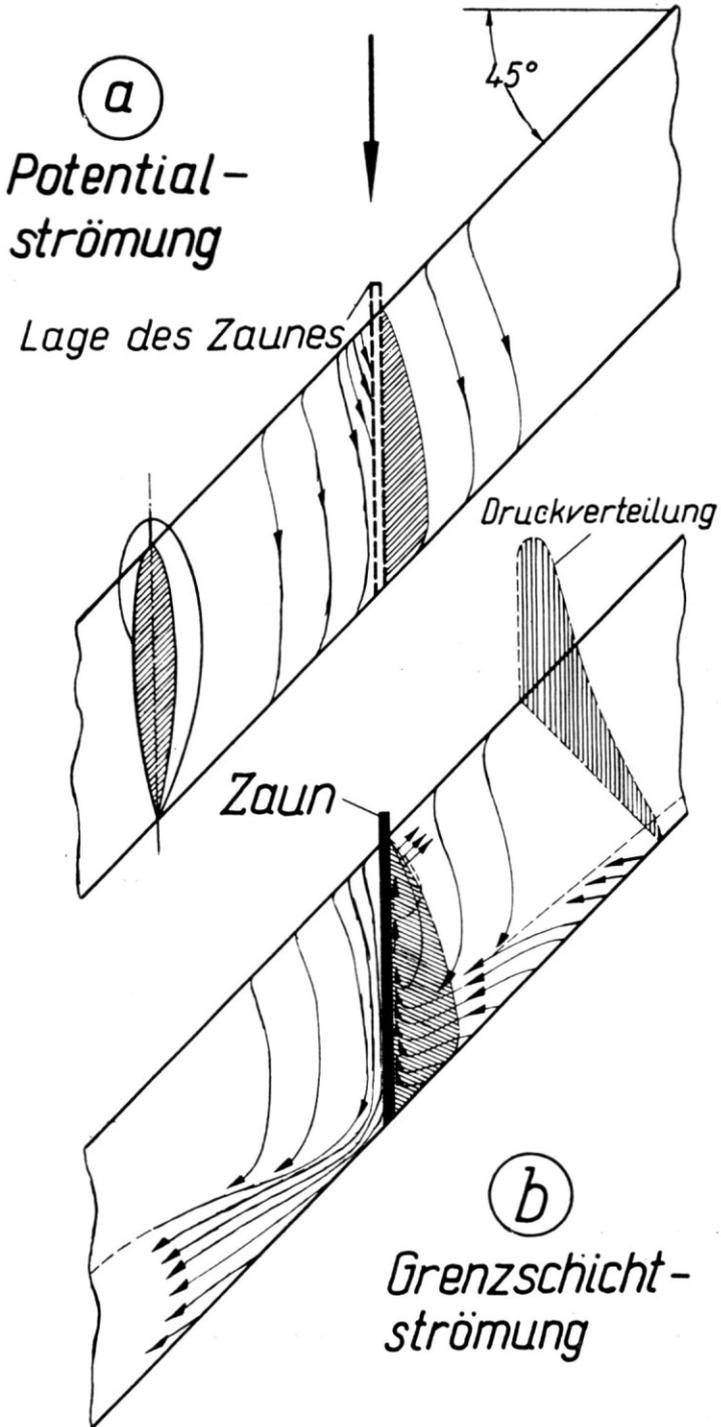


BILD 9. Einfluß eines Grenzschichtzaunes auf die Strömung an einem Pfeilflügel, nach A. Das¹⁸, Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$

- (a) reibungslose Strömung ohne Zaun (schematisch).
 (b) Grenzschichtströmung mit Zaun (schematisch).



(c) Strömung ohne Zaun, Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ (Photo).
(d) Strömung mit Zaun, Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$ (Photo).

Bild 8 zeigt das Stromlinienbild einer solchen Grenzschicht mit periodisch verteilten Absaugeschlitzen an einer ebenen Wand. Die Außenströmung U_∞ verläuft quer zu den Schlitzen. Wäre die Absaugung längs der Wand gleichmäßig verteilt, so hätte man in der Grenzschicht das asymptotische Absaugeprofil, also keine Abhängigkeit der Grenzschichtströmung von der Längskoordinate x . Die Absaugung durch die periodisch verteilten Schlitze mit dem Abstand a hat für die Grenzschicht zur Folge, daß sich ihr Geschwindigkeitsprofil in der Längsrichtung periodisch ändert (Feinstruktur der Absaugegrenzschicht). Für die reibungslose Strömung, welche durch die Absaugung der Schlitze erzeugt wird, ergibt sich ein Stromlinienbild, welches nur die Einströmung in die Schlitze zeigt. Im Zusammenwirken von Reibung und Schlitzeströmung in der Grenzschicht ergibt sich jedoch ein Stromlinienbild mit zwei gegenläufigen Wirbeln in der Grenzschicht. Dabei ist die Gesamtströmung in der Grenzschicht zerlegt worden in die Grenzschichtströmung bei *gleichmäßig verteilter Absaugung* (asymptotisches Absaugeprofil) und eine *überlagerte Zusatzströmung* (Feinstruktur). Die Feinstruktur der Grenzschichtströmung, als Folge der ungleichmäßigen Verteilung der Absaugegeschwindigkeit längs der Wand, führt somit zu einer Art Sekundärströmung in der Grenzschicht in Form von gegenläufigen Wirbeln (man beachte, daß in Bild 8 der Maßstab senkrecht zur Wand fünffach überhöht ist!). Diese wirbelartige Sekundärströmung in der Grenzschicht dürfte bedeutungsvoll sein für die Stabilität der Grenzschicht mit periodisch verteilter Absaugung. Theoretische Ergebnisse hierüber liegen jedoch noch nicht vor. Experimentell konnte jedoch diese Wirbelbildung an quer angeströmten Absaugeschlitzen in Göttingen in neuester Zeit beobachtet werden, indem das Strömungsfeld mit einer Grenzschichtströmungs-sonde nach H. Reichardt ausgemessen wurde.

4. UNTERSUCHUNGEN AN GRENZSCHICHTZÄUNEN

Beim schiebenden und beim gepfeilten Tragflügel tritt bekanntlich in der Grenzschicht eine starke Querströmung parallel zur Vorderkante des Flügels gegen das zurückliegende Flügelende auf. Dies hat eine Anhäufung von Grenzschichtmaterial an dem zurückliegenden Flügelende und damit vorzeitige Ablösung der Strömung zur Folge. Dies führt bei großen Anstellwinkeln des Tragflügels zu starken instabilen (d.h. schwanzlastigen) Kippmomenten und auch zur Unwirksamkeit der Querruder und Klappen am Außenteil des Flügels.

Wie zuerst W. Liebe⁽¹²⁾ gezeigt hat, lassen sich diese ungünstigen Eigenschaften des Pfeilflügels durch das Anbringen von *Grenzschichtzäunen* beseitigen oder zum mindesten erheblich verbessern. Die wesentliche Wirkung des Grenzschichtzaunes liegt jedoch nicht darin, daß die Querströmung in der Grenzschicht und damit die Ablösung der Strömung ganz vermieden wird. Vielmehr wird, grob gesagt, jede

Flügelhälfte des Pfeilflügels durch den Grenzschichtzaun nochmals in ein inneres und ein äußeres Stück unterteilt. Auf jedem der beiden Teilstücke bildet sich dann für sich eine Querströmung bzw. Ablösung aus, wobei jedoch infolge der geringen Spannweiterstreckung die Ablösungsgebiete wesentlich geringeren Umfang haben. Um das physikalische Wesen der Beeinflussung der Grenzschichtströmung am Pfeilflügel durch einen Grenzschichtzaun näher zu untersuchen, hat mein Mitarbeiter A. Das⁽¹³⁾ in Braunschweig einige systematische Untersuchungen ausgeführt. Es kam uns hierbei nicht so sehr darauf an, etwa für einen gegebenen Flügel die günstigste Zaunform zu ermitteln, sondern es sollten die physikalischen Ursachen der Wirkung des Grenzschichtzaunes klargestellt werden, und insbesondere auch der Einfluß des Grenzschichtzaunes auf den Auftrieb und auf das Kippmoment. Die ziemlich umfangreichen Untersuchungen erstreckten sich auf *Deltaflügel* und *Pfeilflügel*. Eine wichtige Feststellung ist zunächst, daß beim Deltaflügel im allgemeinen der Grenzschichtzaun ziemlich wirkungslos ist, während seine Wirkung beim Pfeilflügel recht groß ist. Auf die Begründung hierfür möchte ich nicht eingehen.

In Bild 9 sind einige Ergebnisse über die Wirkung eines Grenzschichtzaunes an einem *Pfeilflügel* konstanter Tiefe angegeben, der auf der Hälfte der Halbspannweite einen Grenzschichtzaun trägt.

Eine erste Feststellung, die bisher noch nicht bekannt zu sein scheint, ist die, daß durch den Grenzschichtzaun nicht nur auf der Flügelaußenseite die Ablösung vermieden oder stark reduziert wird, sondern daß auch auf der Innenseite des Grenzschichtzaunes ein weiteres kleines Ablösungsgebiet entsteht. Die Entstehung dieses Ablösungsgebietes auf der Innenseite des Zaunes wird sofort klar, wenn man sich vor Augen hält, wie die Potentialströmung um den gefeiltten Flügel aussieht. Bild 9a zeigt die potentialtheoretischen Stromlinien; sie weichen in der Nähe der Vorderkante stark von der Anströmungsrichtung ab. Stellt man in diese Potentialströmung einen scharfkantigen Grenzschichtzaun, so wird dieser als Platte umströmt und ergibt auf der Rückseite der Platte, d.i. auf der Innenseite des Zaunes, ein Ablösungsgebiet. In Bild 9b ist skizziert, wie in der Grenzschicht die Stromlinien in der Nähe des Zaunes verlaufen.

Bild 9c und d geben photographische Aufnahmen der Grenzschichtströmung am Pfeilflügel ohne und mit Zaun*. Die wesentliche Wirkung des Grenzschichtzaunes beruht darauf, daß durch ihn die infolge der Querströmung in der Grenzschicht unvermeidbaren Ablösungen an solchen Stellen auf dem Flügel fixiert werden, an denen sie die Flügелеigenschaften nicht ungünstig beeinflussen können. Stromabwärts vom Zaun entwickelt sich die Grenzschicht von neuem, aber sie kann zum Flügelende hin nicht mehr so stark anwachsen wie am Flügel ohne Zaun.

*Bei diesen Strömungsaufnahmen wurde die Grenzschichtströmung am Flügel durch eine Petroleum-Ruß-Mischung kenntlich gemacht.

Insbesondere ist entscheidend für die Verbesserung der aerodynamischen Eigenschaften durch den Grenzschichtzaun die Änderung des Kippmomentes, die durch die Verlagerung der Ablösungsgebiete zustandekommt, während Gesamtauftrieb und Gesamtwiderstand dadurch kaum geändert werden.

Die Änderung der Strömung am Pfeilflügel durch den Grenzschichtzaun hat natürlich auch Änderungen der Auftriebsverteilung längs der

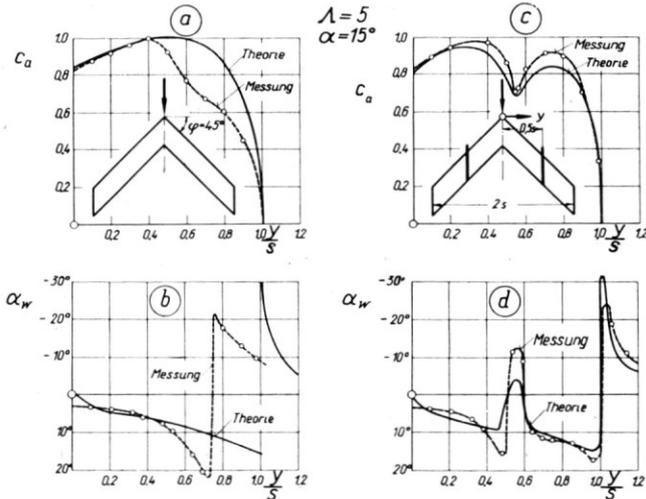


BILD 10. Einfluß eines Grenzschichtzaunes auf die Auftriebsverteilung längs Spannweite und das Abwindfeld hinter einem Tragflügel, nach A. Das⁽¹³⁾; Vergleich von Theorie und Messung. Pfeilflügel konstanter Tiefe $\varphi = 45^\circ$, Seitenverhältnis $\Lambda = 5$, Anstellwinkel $\alpha = 15^\circ$.

- (a) und (b) Auftriebsverteilung bzw. Abwindverteilung ohne Zaun,
 (c) und (d) Auftriebsverteilung bzw. Abwindverteilung mit Zaun.

Spannweite und damit auch des induzierten Geschwindigkeitsfeldes hinter dem Tragflügel zur Folge. Bild 10 zeigt den Einfluß eines Grenzschichtzaunes auf die Auftriebsverteilung und den induzierten Abwindwinkel in einem gewissen Abstand hinter dem Tragflügel, und zwar Bild 10a und 10b den Fall ohne Zaun und Bild 10c und 10d den Fall mit Zaun. Auch hier handelt es sich um einen Pfeilflügel konstanter Tiefe mit dem Pfeilwinkel $\varphi = 45^\circ$. In Bild 10a und 10b (ohne Zaun) sind außer der gemessenen Auftriebsverteilung und Abwindverteilung auch deren theoretische Kurven nach der Tragflächentheorie von E. Truckenbrodt⁽¹⁴⁾ eingetragen. Bei der Auftriebsverteilung ist bemerkenswert, daß in den Außenteilen des Flügels die gemessene Auftriebsverteilung erheblich unterhalb der theoretischen liegt, während im Innenteil des Flügels beide gut übereinstimmen. Dieser Auftriebsverlust an den Außenteilen ist eine Folge der beginnenden Ablösung, die verursacht wird durch die Querströmung in der Grenzschicht. Die Abwindverteilung längs Spannweite in Bild 10b stimmt für Theorie

und Messung in ihrem Charakter überein. Die Verschiebung der Sprungstelle im Abwind ist die Folge davon, daß in Wirklichkeit der Kern des nach hinten abgehenden freien Wirbels etwas weiter innen liegt als in der Theorie, wo er am Flügelende angenommen wird.

Die Ergebnisse in Bild 10c mit Zaun zeigen für den Auftrieb, daß jetzt auch in den Außenteilen des Flügels große Auftriebsbeiwerte erreicht werden. Dafür entsteht aber in der Umgebung des Zaunes ein Auftriebseinbruch infolge des dort hervorgerufenen Ablösungsgebietes. Herr Das hat versucht, die Auftriebsverteilung am Pfeilflügel mit Zaun nach dem Tragflächenverfahren von E. Truckenbrodt theoretisch zu rechnen. Dabei wurde für den Flügelschnitt mit dem Grenzschichtzaun der örtliche Auftriebsanstieg statt $c'_{A\infty} = 2\pi$ nach der zweidimensionalen Theorie etwas willkürlich zu $c'_{A\infty} = 0,4 \cdot 2\pi$ angesetzt. Die so gerechnete Auftriebsverteilung stimmt mit der gemessenen recht gut überein. Der Auftriebseinbruch in der Umgebung des Zaunes hat im Nachlauf einen Wirbel zur Folge, der neben dem Randwirbel selbständig existiert und gleichen Drehsinn hat wie dieser. Dieser *Zaunwirbel* gibt für die Abwindverteilung hinter dem Tragflügel örtlich eine starke Änderung. Die gemessene Verteilung des Abwindwinkels stimmt mit der Theorie recht gut überein, Bild 10d.

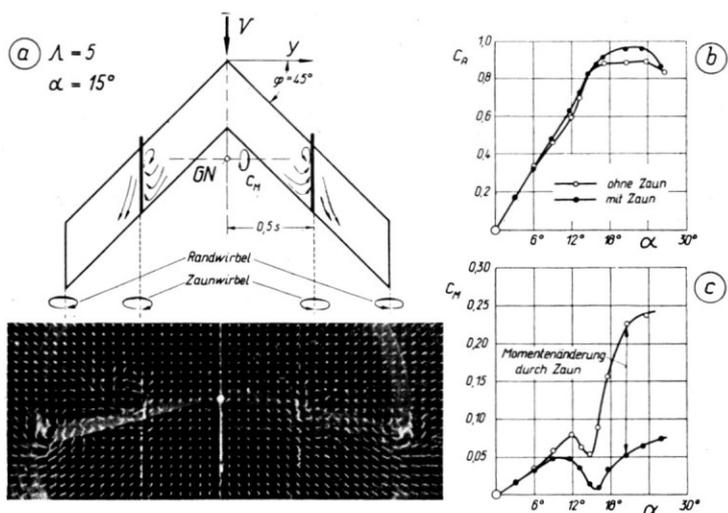


BILD 11. Einfluß eines Grenzschichtzaunes auf den Gesamtauftriebsbeiwert und den Kippmomentenbeiwert eines Pfeilflügels, nach A. Das⁽¹³⁾. Pfeilflügel konstanter Tiefe $\varphi = 45^\circ$, Seitenverhältnis $\Lambda = 5$, G.N. = geometrischer Neutralpunkt.

- Randwirbel und Zaunwirbel hinter dem Tragflügel, Messung nach der Faden-Gitter-Methode,
- Auftriebsbeiwert in Abhängigkeit vom Anstellwinkel für den Pfeilflügel ohne und mit Zaun,
- Kippmomentenbeiwert des Pfeilflügels ohne und mit Zaun.

Der Zaunwirbel kann mittels der Fadengittermethode experimentell untersucht werden. Bild 11a zeigt für einen Pfeilflügel mit Grenzschichtzaun die photographische Aufnahme eines Fadengitters, das hinter dem Flügel angebracht ist. Die beiden Wirbel, nämlich der Randwirbel und der Zaunwirbel, sind besonders auf der rechten Flügelhälfte deutlich zu erkennen.

Außerdem sind in Bild 11b die Kurven des Auftriebsbeiwertes über dem Anstellwinkel, $c_A(\alpha)$, und des Kippmomentenbeiwertes in Abhängigkeit vom Anstellwinkel, $c_M(\alpha)$, mit und ohne Grenzschichtzaun verglichen. Man erkennt hieraus, daß der Grenzschichtzaun auf den Gesamtauftriebsbeiwert nur sehr geringen Einfluß hat. Dagegen ist der Einfluß des Zaunes auf das Kippmoment beträchtlich. Es ergibt sich infolge des Zaunes ein großes zusätzliches kopflastiges Moment.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Es wird über die folgenden drei Probleme aus dem Gebiet der Grenzschichtbeeinflussung berichtet:

1. Berechnung der turbulenten Grenzschicht mit Absaugung und Ausblasen (K. Gersten und W. Pechau):

Es wird ein neues Berechnungsverfahren für die turbulente Grenzschicht mit beliebiger kontinuierlich verteilter Absaugung bei beliebiger Außenströmung mitgeteilt. Ausgehend von dem Impuls- und dem Energiesatz der Grenzschichttheorie werden zwei Gleichungen für die Ermittlung der Impulsverlustdicke und eines Formparameters, der für die Ablösung maßgeblich ist, angegeben. An mehreren Beispielen wird das Berechnungsverfahren erprobt.

2. Stabilität der laminaren Grenzschicht mit Schlitzabsaugung (W. Wuest):

Es wird über einige Untersuchungen zur Stabilität der laminaren Grenzschicht mit Absaugung durch Schlitze berichtet. Für eine ebene laminare Grenzschicht mit periodisch verteilten Absaugeschlitzen, die quer zur Strömungsrichtung verlaufen, wird die Stabilität der Grenzschichtprofile hinter einem Absaugebereich untersucht. Ferner wird die Feinstruktur der laminaren Grenzschicht mit Schlitzabsaugung diskutiert. Hierunter verstehen wir die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung in der abgesaugten Grenzschicht bei Schlitzabsaugung gegenüber homogener Absaugung. Insbesondere ergibt sich bei Schlitzabsaugung in der Grenzschicht eine Sekundärströmung in Form von Wirbeln mit Achsen quer zur Anströmrichtung.

3. Untersuchungen an Grenzschichtzäunen (A. Das):

Durch experimentelle Untersuchungen an Pfeilflügeln mit Grenzschichtzäunen konnte nachgewiesen werden, daß die Wirkung des Zaunes nicht nur darin besteht, daß auf der Außenseite des Zaunes die Querströmung in der Grenzschicht und damit die Ablösung vermindert

wird, sondern daß auch auf der *Innenseite des Zaunes* zusätzlich ein Ablösungsgebiet entsteht. Beides zusammen hat zur Folge, daß für den Pfeilflügel mit Grenzschichtzaun die unerwünschten großen Änderungen des Kippmomentes bei großen Anstellwinkeln vermieden werden. Die gemessene Auftriebsverteilung längs Spannweite an einem Pfeilflügel mit Grenzschichtzaun wurde in guter Übereinstimmung mit theoretischen Rechnungen nach dem Tragflächenverfahren von E. Truckenbrodt gefunden. In der unmittelbaren Umgebung des Grenzschichtzaunes ist ein Auftriebseinbruch vorhanden, der zu einem nach hinten abgehenden *freien Zaunwirbel* Anlaß gibt. Auch die gemessene Abwindverteilung hinter einem Pfeilflügel mit Zaun stimmt mit theoretischen Rechnungen gut überein.

6. LITERATUR

1. A. BETZ, Beeinflussung der Reibungsschicht und ihre praktische Verwertung. Schriften der deutschen Akademie der Luftfahrtforschung, Heft 49 (1939).
2. H. SCHLICHTING, Ein Näherungsverfahren zur Berechnung der laminaren Grenzschicht mit Absaugung. *Ing. Arch.*, Band 16 (1948), S.201 bis 220. Zuerst vorgetragen am 4.2.1945 in Göttingen zum 70. Geburtstag von Professor Prandtl.
3. E. TRUCKENBRODT, Ein einfaches Näherungsverfahren zum Berechnen der laminaren Reibungsschicht mit Absaugung. *Forsch. Ing.-Wesen*, Band 22 (1956), S.147 bis 157.
4. W. PECHAU, Ein Näherungsverfahren zur Berechnung der ebenen und rotationssymmetrischen vollturbulenten Grenzschicht mit beliebiger Absaugung und Ausblasung. Bericht 58/13 des Instituts für Strömungsmechanik der T. H. Braunschweig (1958). Erscheint im Jahrbuch 1958 der Wiss. Ges. für Luftfahrt.
5. E. TRUCKENBRODT, Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der laminaren und turbulenten Reibungsschicht bei ebener und rotationssymmetrischer Strömung. *Ing.-Arch.*, Band 20 (1952), S.211 bis 228.
6. H. SCHLICHTING, Die Grenzschicht an der ebenen Platte mit Absaugung und Ausblasen. *Lufo*, Band 19 (1942), S.293 bis 301.
7. H. S. MICKLEY, R. C. ROSS, A. L. SQUYERS, W. E. STEWART, Heat, mass, and momentum transfer for flow over a flat plate with blowing or suction. NACA Techn. Note 3208 (1954).
8. W. H. DORRANCE und F. J. DORE, The effect of mass-transfer on the compressible, turbulent boundary-layer skin-friction and heat-transfer, *J. Aeron. Sci.*, Vol. 21 (1954), p. 404-410.
9. W. WUEST, Näherungsweise Berechnung und Stabilitätsverhalten von laminaren Grenzschichten mit Absaugung durch Einzelschlitze. *Ing.-Arch.*, Band 21 (1953), S.90-103.
10. W. WUEST, Stabilitätsmindernde Einflüsse bei Absaugegrenzschichten, *Z. Flugwiss.*, Band 4 (1956), S.81 bis 84;
11. W. RHEINBOLDT, Zur Berechnung stationärer Grenzschichten bei kontinuierlicher Absaugung mit un stetig veränderlicher Absaugegeschwindigkeit. *J. Rat. Mech. a. Analysis*, Vol. 5 (1956), S.539 bis 604.
12. W. LIEBE, Der Grenzschichtzaun. *Interavia* 7, No. 4 (1952), S.215 bis 217.
13. A. DAS, Untersuchungen über den Einfluß von Grenzschichtzäunen auf die aerodynamischen Eigenschaften von Pfeil- und Deltaflügeln. (Dissertation) Bericht 58/20 des Inst. f. Strömungsmechanik der T. H. Braunschweig (1958).

14. E. TRUCKENBRODT, Tragflächentheorie bei inkompressibler Strömung. *Jahrb. 1953 d. Wiss. Ges. f. Luftfahrt* (WGL), S.40 bis 65.
15. A. RASPET, J. J. CORNISH, G. D. BRYANT, Delay of the Stall by Suction through Distributed Perforations. *Aero. Eng. Rev.*, Vol. 15, No. 8, p. 30-39 (1956).
16. A. RASPET, Boundary layer studies on a sailplane, *Aero. Eng. Rev.*, Vol. 11, No. 6, p. 52-60 (1952).
17. A. RASPET, The sailplane as a tool for boundary layer research. *Fünfzig Jahre Grenzschichtforschung*, herausgeg. v. H. Görtler u. W. Tollmien, Braunschweig p. 487-499 (1955).
18. W. WUEST, Periodische Absaugegrenzschichten. Als Beitrag in: Grenzschichtforschung, *Symposium Freiburg/Brsg.* 26.-29. August 1957, Springer-Verlag, Berlin 1958. S. 319 b. 329.

DISCUSSION

A. RASPET*: A direct approach to the control of the turbulent boundary layer by distributed suction has been in use at the discussor's institute since 1953, when it was discovered at that Institute that distributed suction would control the turbulent boundary layer. Prior to this time, slot suction was considered the only means for controlling the turbulent boundary for high lift gain. Distributed suction was used only for stabilizing the laminar boundary layer. Because the theory used in this process of turbulent boundary layer control has had considerable experimental support, it is offered herein.

Let us solve eq. (1) of subject paper for the suction distribution

$$v_0(x) = (H + 2)\theta \frac{dU}{dx} - \frac{\tau_0}{\rho U^2} U + \theta' U.$$

We can see that if we compute the suction distribution for the case of constant momentum thickness, the last term disappears and the value of θ can be considered a constant θ_i , that value of momentum thickness at the point on the airfoil where suction begins.

The value of the form parameter, H , varies only very slowly with Reynolds number for a flat plate turbulent flow. Since we are ensuring no separation in the flow by the use of suction we may take H equal to a constant of a value 1.5 for the range of Reynolds numbers of our present day aircraft.

The value of the shear $\tau_0/\rho U^2$ can be obtained from the Ludwig-Tillmann formula, from Karman's turbulent shear equation or from the author's concise eq. (8). This term can be taken to be constant since θ and H are so considered. Therefore, the distribution of suction becomes,

$$v_0(x) = 3.5\theta_i \frac{dU}{dx} - \frac{\tau_0}{\rho U^2} U.$$

The assumption of momentum conservation in the turbulent boundary layer therefore permits us to define a suction surface which prevents separation with a minimum of suction since any suction less than that providing momentum conservation would permit the boundary layer to grow and eventually separate.

The above relation, furthermore, clearly shows the benefit in lower suction requirement which can be gained by starting the suction where θ_i is small, i.e., over toward the leading edge.

* Head, Aerophysics Dept., Mississippi State University, U.S.A.

This simple momentum conservation principle for suction distribution has also been applied to the laminar boundary layer, though with other limiting conditions included.

However, the principal application of this principle has been to the following cases:

	<i>Original lift coefficient</i> Maximum lift coefficient	Power Required for Suction
Lift augmentation on sailplane	$\frac{1.4}{2.4}$	0.8 HP
Lift augmentation on PIPER CUB airplane	$\frac{1.7}{3.2}$	2.1 HP
Lift augmentation on CESSNA airplane	$\frac{2.2}{4.4}$	4.0 HP
Diffusor, 30° cone 4 : 1 area ratio—91% efficiency		—2% of flow energy.
Axial rotor, 36 in. fan		—52% gain in pressure—9% gain in efficiency.

What this concept of momentum conservation offers is a means for solving difficult viscous flow problems by forcing the flow to remain attached, thereby behaving as a simple potential flow.

Ref.: Delay of the Stall by Suction through Distributed Perforations, RASPET, CORNISH and BRYANT, *Aero. Eng. Rev.*, Vol. 15, No. 8, 1956.

H. H. PEARCEY*: Prof. Schlichting's analysis of the details of the flow on a sweptback wing with fences demonstrates in a very clear manner the mechanism by which the fences improve the flow on the wing. In his lecture he emphasised the importance of the more favourable distribution that they give for the spanwise loading on the wing. Would he agree that the vortex produced just outboard of the fence also plays a very important part? It seems that this vortex prevents the boundary layer from separating outboard of the fence and so is the agent that enables the high, theoretical value of the loading to be maintained there. If this vortex action, introducing high energy air from the mainstream into the boundary layer, were absent, then the boundary layer would be expected to separate under the strong adverse pressure gradient in the same way as it does in the absence of the fence. Somewhat similar vortex actions, having similarly favourable effects, are produced by other devices on sweptback wings, such as leading-edge notches, leading-edge extensions that increase the wing chord discontinuously at some point on the span, etc.

One of the virtues of vortex action of this kind as a means of boundary-layer control is that it provides a continuous source of exchange between high-energy stream air and low-energy boundary-layer air to augment the natural turbulent-mixing process. This renders it particularly suitable for boundary-layer control to prevent shock-induced separation (an area not touched upon in the present series of lectures) because a wide range of separation positions is encountered within the flight envelope. It is finding wide application in this field, in the forms mentioned and in the form of multiple vortex generators.

H. SCHLICHTING: I thank Mr. Pearcey very much for his interesting remarks.

As explained in my lecture the effect of the boundary layer fence consists mainly in preventing the crossflow on the swept-back wing, which is responsible for the separation of the flow in the neighbourhood of the wing tips. The break-down of the

*Aerodynamics Division, National Physical Laboratory, England.

lift near the fence generates two vortices on both sides of the fence. That on the inner side of the fence is much stronger than the outer one.

The favourable effect of the vortex at the outer side of the fence, which gives a transport (Austausch) of energy between the potential flow and the boundary layer, as mentioned by Mr. H. H. Pearcey, to my opinion is of some importance. It contributes to the effect of the fence, but it is not predominant.

H. SCHLICHTING: Wie ich in meinem Vortrag ausgeführt habe, beruht die Wirkung eines Grenzschichtzaunes hauptsächlich darauf, daß durch ihn die Querströmung am Pfeilflügel unterbunden wird, die für die Ablösung an den Flügelenden verantwortlich ist. Der am Ort des Zaunes auftretende Auftriebs-einbruch führt zur Bildung von zwei Wirbeln auf beiden Seiten des Zaunes, von denen jedoch der auf der Zauninnenseite weitaus stärker ist.

Die von Mr. H. H. Pearcey erwähnte günstige Wirkung des Wirbels an der Zaunaußenseite, nämlich der vom Wirbel hervorgerufene Energieaustausch zwischen der Außenströmung und der Grenzschicht, kann als ein Sekundäreffekt aufgefaßt werden, der zwar die Wirkung des Zaunes unterstützt, jedoch nicht von ausschlaggebender Bedeutung ist.