

# Experimentelle Untersuchungen über Flügelschwingungen

---

Von der  
Eidgenössischen Technischen Hochschule  
in Zürich

zur Erlangung der  
Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften  
genehmigte

Promotionsarbeit

vorgelegt von

**Hans-Luzi Studer**, dipl. Masch.-Ing.  
aus **Aarau** und **Wittnau**

Referent: Herr Prof. Dr. J. Ackeret

Korreferent: Herr Prof. Dr. L. Karner



ZÜRICH 1936

Diss.-Druckerei A.-G. Gebr. Leemann & Co.  
Stockerstr. 64

Leer - Vide - Empty

Meinen Eltern und meiner Frau

in Dankbarkeit gewidmet

Leer - Vide - Empty

# Inhalt.

	Seite
<b>A. Einleitung.</b>	
1. Hinweis auf Unfälle. Allgemeine Darstellung der Erscheinungen	9
2. Bisherige Untersuchungen . . . . .	11
3. Vorversuche . . . . .	12
4. Ziel und Programm der vorliegenden Versuche . . . . .	15
<b>B. Versuchsanordnung und Messmethoden.</b>	
1. Der Windkanal . . . . .	18
2. Schwingeinrichtung und sonstige Versuchsanordnungen . . . . .	20
3. Mess- und Eichmethoden: . . . . .	43
a) Federkonstanten . . . . .	23
b) Eigenfrequenzen und Dämpfung . . . . .	23
c) Amplituden, Phasenwinkel und Frequenz . . . . .	24
d) Definition und Bestimmung des kritischen Staudruckes . . . . .	25
e) Messung des Anstellwinkels . . . . .	20
f) Inkrement der Schwingungen . . . . .	26
4. Die drei verwendeten Profile: . . . . .	27
a) Korrekturen für die endliche Strahlabmessung . . . . .	27
b) Messung der Luftkraftbeiwerte . . . . .	29
<b>C. Versuchsergebnisse.</b>	
1. Allgemeine Bemerkungen zu den Versuchen und Erläuterungen zu den Protokollen . . . . .	33
2. Profil A . . . . .	34
3. Profil B . . . . .	43
4. Profil C . . . . .	47
5. Einfluß der Anregungsgröße . . . . .	49
6. Zusammenfassung der Ergebnisse und Besprechung der verschiedenen Einflüsse . . . . .	49
a) Einfluß des Anstellwinkels . . . . .	49
b) Einfluß der Profilmform . . . . .	51
c) Einfluß der Schwerpunktlage . . . . .	51
d) Einfluß der Lage der elastischen Achse . . . . .	51
e) Einfluß des Frequenzverhältnisses . . . . .	55
f) Einfluß der Drehfrequenz . . . . .	56
g) Reduzierte Frequenz . . . . .	57
h) Einfluß der Dämpfung . . . . .	59
i) Inkrement der Schwingungen . . . . .	59
k) Verlauf der Frequenz . . . . .	60
l) Phasenbeziehungen . . . . .	60
<b>D. Bemerkungen zur Abreisschwingung.</b>	
<b>Schlußfolgerungen aus den Versuchen.</b>	
1. Versuch der Erklärung der A-Schwingung . . . . .	63
2. Konstruktive Schlußfolgerung aus den Versuchen . . . . .	66
3. Schlußfolgerungen für die Flugzeugbedienung . . . . .	68
<b>E. Anhang.</b>	
1. Literaturverzeichnis . . . . .	72
2. Versuchsprotokolle . . . . .	73

## Zusammenstellung der Bezeichnungen.

$\alpha$	Anstellwinkel	$\nu_{d_0}$	Dreheigenfrequenz	1/sec
$b$	Index für Freiheitsgrad Biegung	$\nu_{b_0}$	Biegeeigenfrequenz	1/sec
$b$	Flügelspannweite	$q_k = \rho/2 \cdot v_k^2$	= Kritischer Staudruck	kg/m <sup>2</sup>
$c_a$	Auftriebsbeiwert	$r_0$	Trägheitsradius bezogen auf die elastische Achse	m
$c_w$	Widerstandsbeiwert	$x = r_0/t$	= Trägheitsradius bezogen auf die elastische Achse, dimensionslos	
$c_m$	Momentenbeiwert	$\rho$	Luftdichte	kgsec <sup>2</sup> /m <sup>4</sup>
$d$	Index für Freiheitsgrad Drehung	$s$	Schwerpunktsabstand von der Vorderkante	m
$D_d$	Dämpfungsmaß der Drehschwingung	$\sigma = s'/t$	= Schwerpunktsabstand von der Vorderkante, dimensionslos	
$D_b$	Dämpfungsmaß der Biegeschwingung	$t$	Flügeltiefe	m
$e$	Abstand der elastischen Achse von der Vorderkante	$v$	Geschwindigkeit	m/sec
$\varepsilon = e/t$	= Abstand der elastischen Achse von der Vorderkante, dimensionslos	$\nu_k$	Kritische Geschwindigkeit	m/sec
$\zeta = \nu_{d_0}/\nu_{b_0}$	= Frequenzverhältnis	$y$	Biegeamplitude	m
$F$	Flügelfläche	$y_0$	Maximale Biegeamplitude	m
$F^*$	Ersatzfläche für Strahlkorrektur	$\varphi$	Drehamplitude	
$\Theta_e$	Trägheitsmoment bezogen auf die elastische Achse	$\varphi_0$	Maximale Drehamplitude	
$H$	Strahlhöhe	$\varphi_a$	Anregungsgröße	
$m$	Flügelmasse	$\psi$	Phasenwinkel	
$\mu = \frac{4m}{\pi \rho t^2 b}$	= Massenverhältnis, dimensionslos	$w$	Abwärtsgeschwindigkeit	m/sec
$\nu$	Schwingungsfrequenz des Flügels	$\omega = \pi \frac{\nu t}{\nu_k}$	= Reduzierte Frequenz, dimensionslos	

Die vorliegende Arbeit entstand auf Anregung und unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. J. Ackeret. Ich möchte ihm für die unermüdliche Unterstützung, die er diesen Untersuchungen angedeihen ließ, und für die wertvollen Ratschläge und Anregungen an dieser Stelle herzlich danken.

Der „Jubiläumsfonds der E. T. H. 1930“ hat in entgegenkommender Weise für die Durchführung der Versuche einen Kredit bewilligt, den ich an dieser Stelle ebenfalls verdanken möchte.

**Leer - Vide - Empty**



## A. Einleitung.

### 1. Hinweis auf Unfälle. Allgemeine Darstellung der Erscheinungen.

Die großen Anforderungen, die im Weltkriege an Flugzeuge gestellt wurden, brachten erstmals eine Reihe von Beanspruchungen, die über das Maß der vorhandenen Festigkeit hinausgingen. Neben den immer schrofferen Flugfiguren, denen die Flugzeuge ausgesetzt wurden, war es vor allem die gesteigerte Geschwindigkeit, die unangenehme Überraschungen brachte. Die steilen Sturzflüge der Jagdflugzeuge zeitigten Schwingungen der Zelle, vor allem der relativ weichen Unterflügel bei Anderthalbdeckern. Diese Schwingungen zwangen entweder die Piloten zum vorzeitigen Abbruch von Verfolgungen<sup>1)</sup> oder führten in schwereren Fällen zum Bruche der Flügel. Schon gegen Ende des Krieges setzte dann die Erforschung dieser Erscheinungen ein.

In der Nachkriegszeit traten die Flügelschwingungen mit der ständigen Steigerung der Geschwindigkeit häufiger auf. Besonders die zunehmende Verwendung des Sturzfluges in der Militärfliegerei (Erdangriffe, Sturzbombardierung usw.) setzte die Flugzeuge vermehrt der Gefahr von Schwingungen aus. Auch die Zivil- und Sportfliegerei weist zahlreiche Unfälle infolge von Flügelschwingungen auf<sup>2)</sup>.

Ein typischer Vorfall, der sich am internationalen Flugmeeting 1932 in Zürich zutrug, soll kurz beschrieben werden. Der Segelflieger W. Farner führte — als erster in Europa — Akrobatik mit einem Segelflugzeug vor. Er brachte u. a. sein Flugzeug in einen längere Zeit dauernden, steilen Flug, wobei die Flügel in geringer Höhe über dem Boden plötzlich in sehr heftige, deutlich wahrnehmbare Biege- und Torsionsschwingungen mit beträchtlichen Ausschlägen gerieten. Ein leichtes Aufrichten der Maschine brachte dieselben zum Verschwinden, der Pilot konnte unversehrt landen. Er hatte während des Vorfalls ein sehr unangenehmes Mitschwingen des Flugzeugrumpfes verspürt.

Fast alle Unfälle infolge von Flügelschwingungen, über die nähere Umstände bekannt wurden, traten im Sturzflug bei sehr gesteigerter Geschwindigkeit, manchmal auch im Übergang in denselben oder beim Abfangen auf<sup>3)</sup>. Es ist sehr bemerkenswert, daß in vielen Fällen die Schwingungen unvermittelt einsetzen und in sehr kurzer Zeit — nach relativ wenigen Schwingungen — solche Amplituden erreichten, daß die Flügel mit großer Heftigkeit zu Bruch gingen. Die in Abb. 1 wiedergegebene Aufnahme der Holm-

<sup>1)</sup> Beispielsweise beschreibt *Ernst Udet* in seinem Buch „Mein Fliegerleben“ (Verlag Ullstein, Berlin) solche Vorfälle.

<sup>2)</sup> Solche Vorfälle werden u. A. erwähnt von: *Raab*: Flügelschwingungen am freitragenden Eindecker, ZFM. 1926, Seite 146, Aeronautical Research Institute, Imp. Univ. Tôkyô, Rep. 116, 1935, und *Küssner* [2]. (Siehe Literaturverzeichnis.)

<sup>3)</sup> Siehe z. B. Aeronautical Research Committee, Technical Report London 1926/27, Seite 452 und *Küssner* [2].

bruchstelle eines infolge von Schwingungen abgestürzten Flugzeuges vermittelt einen Begriff über die außerordentliche Intensität der Schwingungen, die in diesem Falle nach wenigen Sekunden zum Bruch führten. Augenzeugen von solchen Unfällen bezeichnen den Verlauf derselben als „explosionsartig“<sup>4)</sup>.

Merkwürdig ist die in einigen Fällen beobachtete Tatsache, daß der Pilot nach dem Einsetzen der gefährlichen Schwingungen und nach erfolgtem Flügelbruch keinerlei Maßnahmen zum Abstellen des Motors oder zum Absprung getroffen hatte. Eine kleine Betrachtung am Schlusse dieser Arbeit ist geeignet, etwas Licht in diesen rätselhaften Umstand zu bringen.

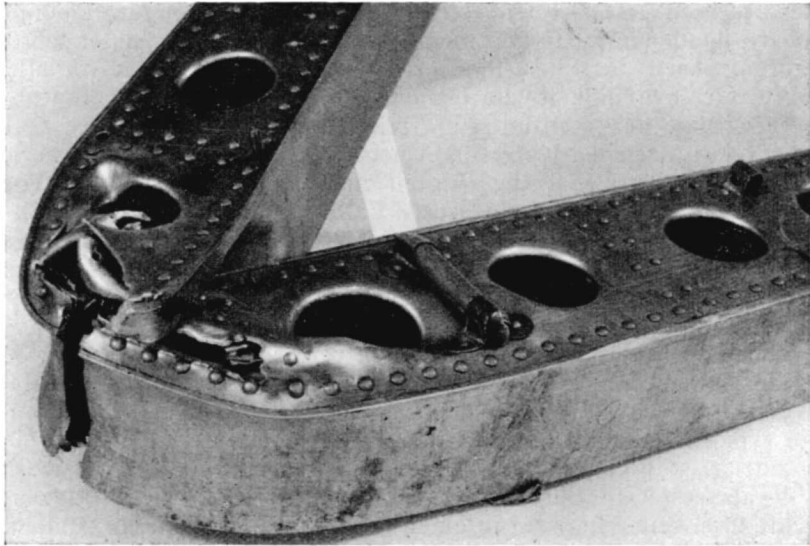


Abb. 1. Bruchstelle des Vorderholms eines Metallflügels, der durch Flügelschwingungen zerstört wurde.

Unter anderm vermutete man früher als Ursache dieser Schwingungen eine Resonanz zwischen der Zelle und dem im Sturzflug mit erhöhter Tourenzahl laufenden Motor. Die Forschung brachte aber schon zu Ende des Krieges die Erkenntnis<sup>5)</sup>, daß eine Anfachung der Flügelschwingungen durch die Luftkräfte vorliegen müsse, da die Merkmale einer Resonanz fehlten. Die Beobachtung zeigte, daß die Schwingungen bei einer ganz bestimmten Geschwindigkeit, die als *kritische Geschwindigkeit* bezeichnet wird, beginnen und daß die Amplituden bei Erhöhung der Geschwindigkeit weiter anwachsen. Die Schwingungen bestehen nach den Beobachtungen in einer Vereinigung von Flügelverbiegung und -verdrehung, wobei eine Phasenverschiebung zwi-

<sup>4)</sup> Diese qualitativen Beobachtungen sind für die Untersuchungen sehr wertvoll. Es muß aber in diesem Zusammenhang erwähnt werden, daß quantitative Aussagen von Augenzeugen solcher Unfälle sehr vorsichtig aufzunehmen sind, da erfahrungsgemäß Frequenzen um eine Größenordnung zu niedrig, Amplituden um eine Größenordnung zu hoch geschätzt werden.

<sup>5)</sup> Blasius [1].

schen beiden festzustellen ist. Daneben kann auch das Querruder Schwingungen um die Ruderachse ausführen.

## 2. Bisherige Untersuchungen.

Theoretische Betrachtungen der Flügelschwingungen wurden nach dem Kriege durch eine Reihe von Autoren angestellt. Es sind zwei Gruppen von Theorien zu unterscheiden. Die eine behandelt das zwei- und dreidimensionale Problem für zwei und drei Freiheitsgrade (Biegung, Torsion und Querruder), wobei den Betrachtungen mehr oder weniger vereinfachte Annahmen und die *lineare* Abhängigkeit der Luftkräfte vom Anstellwinkel zu Grunde liegen (Quasistationäre Rechnung). Zu dieser Gruppe gehören die Arbeiten von: *Blasius* [1], *v. Baumhauer* und *Koning* [1], *Bairstow* [1], *Blenk* und *Liebers* [1, 2, 3], *Hesselbach* [1], *Frazer* und *Duncan* [1, 2, 3], *Nagel* [1], *Rauscher* [1], *Pugsley* [1], *Taylor* [1], *Grossmann* [1] und *Williams* [1] <sup>6)</sup>.

Eine zweite Gruppe von Autoren berücksichtigt den Einfluß der infolge der periodischen Zirkulationsschwankungen vom Flügel (parallel zur Austrittskante) *abgehenden* Wirbel. Es sind hier zu nennen: *Birnbaum* [1], *Küssner* [1, 2], *Glauert* [1], *Duncan* und *Collar* [1] und *Theodorsen* [1]. Diese Theorien gehen zum Teil etwas weiter als diejenigen der ersten Gruppe <sup>7)</sup>.

Auch bei Berücksichtigung nur der wichtigsten Einflüsse, wie der Dämpfung, der dynamischen Änderung der Profilwölbung und des Anstellwinkels führt die Theorie schon auf recht verwickelte Rechnungen, die bei Ausdehnung der Betrachtungen auf das räumliche Problem, auf das mitschwingende Ruder und bei Berücksichtigung der abgehenden Wirbel viel Rechenarbeit verursachen und wenig übersichtlich sind. Die theoretischen Untersuchungen gaben aber immerhin eine Reihe von konstruktiven Anhaltspunkten zur Vermeidung von Flügelschwingungen bezw. zur Erhöhung der Schwingsicherheit.

Die Hauptaufmerksamkeit der Forscher wandte sich vor allem der mathematischen Seite des Problems zu; *experimentelle* Untersuchungen wurden daneben verhältnismäßig wenige durchgeführt. Eigentliche *Modellversuche* haben hauptsächlich englische Forscher angestellt, wie *Perring* [1], *Lockspeiser* und *Callen* [1]. In Deutschland experimentierte *Essers-Kober* [1] mit einer Reihe von elastischen Flügelmodellen. Weiter erwähnen *Birnbaum* [1], *Blenk* und *Liebers* [1], *v. Baumhauer* und *Koning* [1], *Frazer* und *Duncan* [3], *Rauscher* [1], *Grossmann* [1] und *Theodorsen* [1] Versuche, die sie zu Demonstrationszwecken und zur Nachprüfung ihrer Theorien anstellten. Die Demonstrationsversuche von *Ackeret* und *Studer* [1] werden im nächsten Abschnitt näher besprochen.

*Küssner* [2] stellt fest, daß die analytische Methode wegen der auch bei grossem Zeitaufwand erreichbaren geringen Rechengenauigkeit nicht geeignet ist, die kritische Geschwindigkeit vorauszuberechnen und nur in

<sup>6)</sup> Im Literaturverzeichnis sind die Namen der Autoren alphabetisch zusammengestellt. Die eingeklammerten Zahlen hinter den Autorennamen weisen auf die Nummer der hier erwähnten Arbeit des betreffenden Verfassers hin.

<sup>7)</sup> Weitergehende Besprechungen der einzelnen Arbeiten finden sich an anderer Stelle. So gibt z. B. *Küssner* [2] neuerdings einen Überblick über die bisherige Forschung.

wenigen Fällen einigermaßen Übereinstimmung mit dem Experiment ergab. (Meist lag die gemessene kritische Geschwindigkeit über dem berechneten Wert.) Hingegen kann die Theorie einen Einblick in die qualitativen Zusammenhänge vermitteln. Aus diesem Grunde tritt die *statistische* Erforschung der Flügelschwingungen immer mehr in den Vordergrund. *Roxbee-Cox* [1] und *Küssner* [2] haben hier den Anfang gemacht. Statistische Erkenntnisse haben auch schon Eingang in Bauvorschriften gefunden<sup>8)</sup> (*Küssner* [2]).

Im großen und ganzen kann gesagt werden, daß die experimentellen Untersuchungen der Flügelschwingungen in den ersten Anfängen stehen. Neue systematische Modellversuche sind deshalb dringend erwünscht.

Gerade die vorliegende Arbeit zeigt, daß bei den bisherigen theoretischen und experimentellen Untersuchungen ein *sehr wesentlicher Einfluß* übersehen wurde, nämlich die überraschend große *Abhängigkeit* der *kritischen Geschwindigkeit* vom *Anstellwinkel* des Flügels. Das Ziel dieser Versuche ist hauptsächlich die Ermittlung der hier auftretenden Gesetzmäßigkeiten.

### 3. Vorversuche.

Im Jahre 1933 wurden im Laboratorium des Instituts für Aerodynamik in Zürich Versuche mit einfachen, elastisch gelagerten Flügelmodellen durchgeführt<sup>9)</sup>. Darüber wurde schon an anderer Stelle kurz berichtet<sup>10)</sup>. Die Ergebnisse waren bemerkenswert und gaben Anlaß, weitere Versuche mit bessern Mitteln anzustellen.

Bei den Vorversuchen zeigte sich die vorher nicht beachtete Tatsache, daß die *kritische Geschwindigkeit*  $v_k$  bzw. der kritische Staudruck  $q_k$ <sup>11)</sup> *sehr stark* vom *Anstellwinkel* des Flügels *abhängig* ist. Die Abb. 3 zeigt den kritischen Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ . Bei relativ geringer Torsionssteifigkeit (untere Kurve) wurden Schwingungen im ganzen Anstellwinkelgebiet beobachtet. Bei bestimmten positiven oder negativen Winkeln zeigt die Kurve ein deutlich ausgeprägtes *Minimum*, der kritische Staudruck  $q_k$  fällt dort auf die Hälfte des Wertes für den Anstellwinkel  $0^\circ$ . Bei Erhöhung der Torsionssteifigkeit (obere Kurve) zeigte sich eine beträchtliche Erhöhung des kritischen Staudruckes. Bei mittleren Anstellwinkeln war bis zum maximal zur Verfügung stehenden Staudruck von  $70 \text{ kg/m}^2$  überhaupt keine Schwingung mehr zu beobachten, hingegen traten wieder bei größeren Winkeln sehr scharfe, hier noch ausgeprägtere Minima auf. Die Daten dieser Messung sind in der Abb. 3 wiedergegeben, eine Beschreibung der Versuchsanordnung, die auch aus Abb. 2 ersichtlich ist, findet sich in der erwähnten Veröffentlichung.

Der Anstellwinkel, bei welchem dieser starke Abfall des kritischen Staudruckes konstatiert wird, ist nun nahezu demjenigen Winkel gleich, bei

<sup>8)</sup> Bauvorschriften für Flugzeuge. Heft 1: Vorschriften für die Festigkeit von Flugzeugen. — Deutscher Luftfahrzeug-Ausschuß Berlin-Adlershof 1935.

<sup>9)</sup> Vorgeführt u. a. an der Ausstellung „Der Flug“, Zürich, Juni 1933.

<sup>10)</sup> *Ackeret* u. *Studer* [1].

<sup>11)</sup> In der vorliegenden Arbeit wird immer der Begriff „kritischer Staudruck“ verwendet. Dadurch werden die angestellten Betrachtungen und die Versuchsergebnisse unabhängig von der Flughöhe.

welchem sich die Strömung am Profil *normalerweise ablöst*, dem stationären Abreißwinkel. Es lag deshalb die Vermutung sehr nahe, daß die Ablöseerscheinungen den beobachteten Effekt verursachen und es ergaben sich im Verlaufe der weitem Untersuchungen eine ganze Reihe von Anhaltspunkten, die diese Annahme rechtfertigen und die Vorgänge weitgehend aufklären.

Zunächst ergab die stroboskopische Beobachtung der Strömung an dem in der Nähe des Abreißwinkels schwingenden Flügel mit einem Seidenfaden, daß die Strömung beim Schwingen über den normalen Abreißwert hinaus zunächst noch anliegt, die Ablösung erfolgt verzögert. Beim Rückgang legt

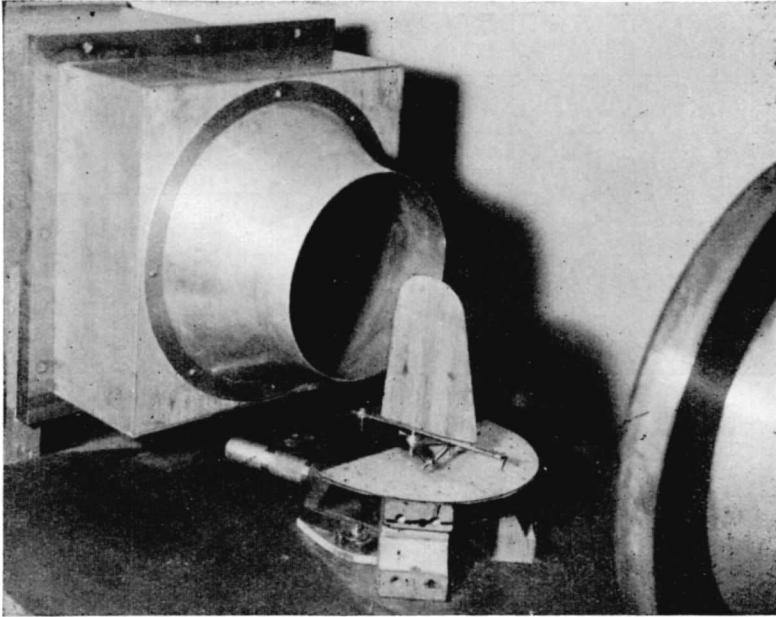


Abb. 2. Anordnung der Versuchseinrichtung für die Vorversuche in einem kleinen Windkanal. Getrennte Biege- und Drehlagerung des Flügels.

sich dann die Strömung auch wieder verspätet an. Die Beobachtung der Schwingungsform unter dem Stroboskop zeigte für Anstellwinkel mit anliegender Strömung ungefähr die in Abb. 4 dargestellte Phasenbeziehung; der Phasenwinkel ist angenähert  $90^\circ$ . Für Schwingungen in der Gegend des Ablösewinkels hingegen ergab sich die ebenfalls in Abb. 4 wieder-gegebene Schwingungsform, der Phasenwinkel ist in diesen Fällen angenähert null.

Diese Beobachtungen ließen nun den Schluß zu, daß die Luftkraft beim Hingang der Schwingung größer ist als beim Rückgang, daß also bei Schwingungen im Abreißgebiet das Luftkraftgesetz *zweideutig* sei: einem bestimmten Anstellwinkel beim Hingang würde eine große Kraft, beim Rückgang eine kleine Kraft entsprechen. Die vermehrte Anfachung wäre dadurch erklärlich. Solche sogenannte Hysteresiseffekte, die sich hier vorerst nur

vermuten ließen, wurden denn auch später von *Farren* [1] festgestellt. Auf diese Fragen wird am Schlusse dieser Arbeit noch näher eingegangen.

Auf Grund dieser Beobachtungen konnte man erkennen, daß zwei *wesentlich* verschiedene Formen von Flügelschwingungen existieren. Die von der Theorie erfaßte Schwingung bei anliegender Strömung, der ein eindeutiges Kraftgesetz zu Grunde liegt, wollen wir nach *Birnbaum* [1], der

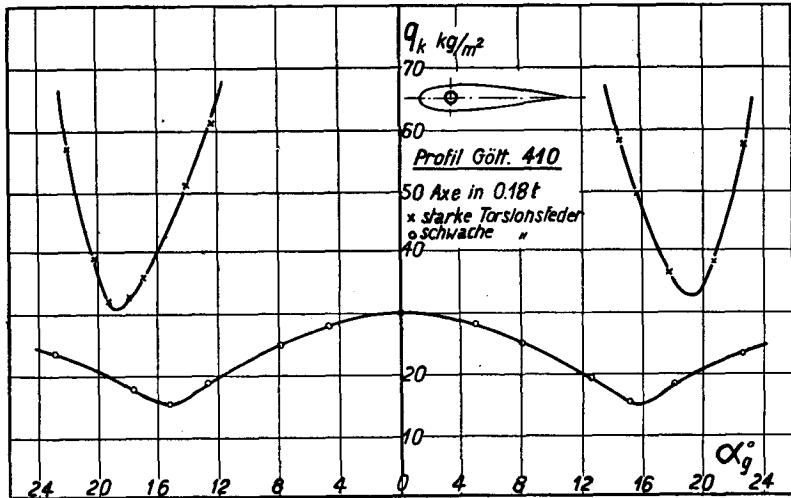


Abb. 3. Ergebnis der Vorversuche: Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$  für das Profil Gött. 410. Drehachse in 18% der Flügeltiefe.

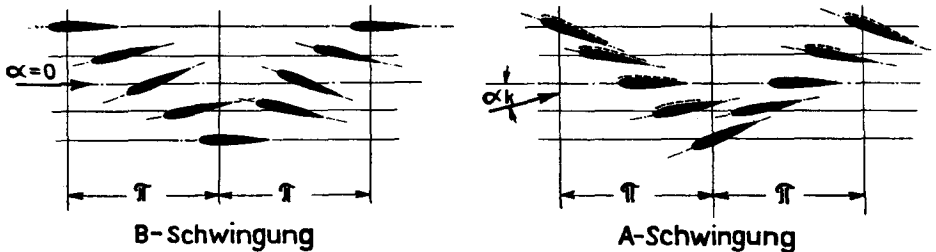


Abb. 4. Mit dem Stroboskop beobachtete Schwingungsbilder (Vorversuche). a) B-Schwingung: Die Strömung liegt immer an, es besteht eine Phasenverschiebung zwischen der Biege- und der Drehbewegung. b) A-Schwingung: Der Phasenwinkel ist ungefähr 0, die Strömung ist zeitweise abgelöst, wie die Beobachtung mit Seidenfäden zeigt (gestrichelte Linien bedeuten abgelöste Strömung).

als erster diese Art von Schwingungen weitgehend und grundlegend für spätere Arbeiten behandelte, als *Birnbaum-Schwingung* oder kurz als *B-Schwingung* bezeichnen. Die andere, bei abgelöster Strömung auftretende Schwingungsform, die sich von der B-Schwingung durch den wesentlich tiefern kritischen Staudruck und durch das Auftreten anderer Phasenbeziehungen unterscheidet, wollen wir *Abreißschwingung*, kurz *A-Schwingung* nennen.

Die A-Schwingung scheint, wie wir im Verlaufe der vorliegenden Untersuchungen noch sehen werden, von großer praktischer Bedeutung zu sein.

#### 4. Ziel und Programm der vorliegenden Versuche.

In erster Linie bedurfte die in den Vorversuchen aufgedeckte neue Schwingungsform, die A-Schwingung, weiterer Abklärung. Daneben war eine Untersuchung der B-Schwingungen bei möglichst weitgehender Verwirklichung der der Theorie zu Grunde liegenden Annahmen sehr erwünscht.

Es schien deshalb angebracht, die Untersuchungen auf den *zweidimensionalen* Fall zu beschränken. Bei einem Flugzeugflügel mit endlicher Spannweite treten infolge der Flügelverdrehung und der am Rande abfallenden Zirkulation (Randwirbel) andere, wesentlich mannigfaltigere aerodynamische Verhältnisse auf als bei ebener Strömung. Diese Einflüsse lassen sich von denjenigen der ebenen Strömung bei einem dreidimensionalen Versuch aber nicht trennen, sodaß die vorherige Untersuchung des zweidimensionalen Falles erwünscht ist. Auch für die Abreißschwingung ist diese Beschränkung notwendig, da, wie wir noch sehen werden, die Ergebnisse auch so noch reichlich verwickelt sich herausstellen.

Im weitem wurden die Versuche auf zwei Freiheitsgrade der Bewegung beschränkt, auf *Flügelbiegung* und *-drehung*. Das mitschwingende Querruder wurde hier nicht berücksichtigt. Man weiß aus früheren Untersuchungen<sup>12)</sup> und auch aus praktischer Erfahrung, daß ein vollständiger statischer und dynamischer Ausgleich des Querruders gekoppelte Flügel-Querruderschwingungen verhindert. Bei ausgeglichenem Ruder sind nur noch Biege-Torsionsschwingungen des Flügels zu erwarten. Ausgenommen bleibt der Fall, wo durch Ablöseeffekte am Querruder dasselbe den Flügel zu Schwingungen veranlassen kann.

Zur Verwirklichung der ebenen Strömung im Windkanal wird die bereits von *Birnbaum* [1] verwendete Aufhängung des schwingenden Modellflügels zwischen zwei parallelen Wänden gewählt. Die Abmessungen der Flügel sind durch den zur Verfügung stehenden Windkanal gegeben. Die *Spannweite* beträgt  $b = 40$  cm, die *Flügeltiefe*  $t = 12$  cm; die Reynoldsche Zahl ist dann bei der höchsten erreichbaren Geschwindigkeit von 36 m/sec maximal:  $Re = 3 \cdot 10^6$ . Kleinere Modellabmessungen sind auch im Interesse einer möglichst weitgehenden dynamischen Ähnlichkeit zu vermeiden.

Die Lagerung des Modells geschieht auf einer im Flügel festen, senkrecht zur Windrichtung beweglichen Achse, der *elastischen Achse*. Den vertikalen Ausschlag dieser Achse wollen wir in Anlehnung an die Verhältnisse bei wirklichen Tragflügeln „*Biegung*“ nennen, obwohl es sich um eine reine Translation des in sich starren Versuchsflügels handelt. Die elastische Beweglichkeit um diese Achse wird hier *Drehung* genannt. Bei Belastung des Systems in der elastischen Achse entsteht also eine reine Translation des

<sup>12)</sup> v. *Baumhauer* u. *Koning* [1], *Hesselbach* [1], *Blenk* u. *Liebers* [3], *Frazer* u. *Duncan* [3], *Essers-Kober* [1], *Lockspeiser* u. *Callen* [1] und *Williams* [1].

Eine von Herrn Prof. Dr. *J. Ackeret* in seiner Vorlesung: „Probleme des Schnellfluges“ (Sommer 1935) abgeleitete einfache Theorie der Flügel-Klappenschwingung zeigt deutlich das Auftreten einer Resonanz; die Amplituden erreichen bei einem bestimmten Staudruck ein Maximum, und es ist der für Resonanz typische Phasensprung nachweisbar. Diese Theorie ist auch experimentell bestätigt.

Flügels ohne Drehung desselben. Eine hier nicht wiedergegebene Rechnung mit vereinfachten Annahmen zeigte, daß die schon von *Birnbaum* [1] behandelte Eigenschwingung eines zweiholmigen Flügels um zwei Hauptachsen angenähert ersetzt werden kann durch eine Translationsschwingung und eine Rotationsschwingung um die elastische Achse des Flügels, die praktisch mit der einen der beiden Hauptachsen zusammenfällt.

Die mit der Biegung zusammenhängenden Daten erhalten den Index „b“, entsprechend bezieht sich der Index „d“ auf die Drehbewegung.

Die wichtigsten zu messenden Werte sind: der kritische Staudruck  $q_k$ , bei welchem die Schwingung einsetzt, sodann der Anstellwinkel des Flügels im Winde kurz vor Beginn der Schwingung. Die Angabe der Biegeamplitude  $y$  und der Drehamplitude  $\varphi$ , bzw. deren Größtwerte  $y_0$  und  $\varphi_0$ , der Phasenverschiebung  $\psi$  zwischen den beiden Bewegungen und der Frequenz  $\nu$  beschreibt die Schwingung hinreichend. Dazu sind noch Angaben über die

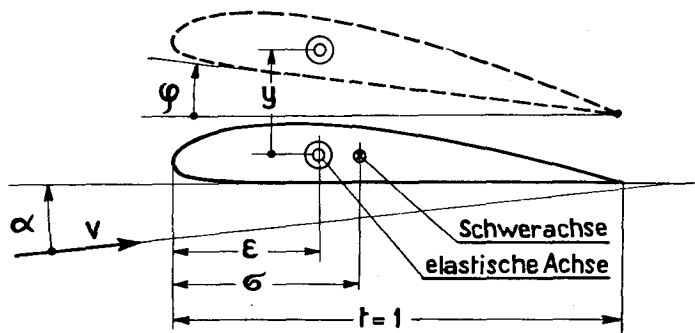


Abb. 5. Bezeichnungen für den schwingenden Flügel.

Dämpfung der Biegeschwingung  $D_b$  und der Drehschwingung  $D_d$  notwendig, wie auch Angaben über das Inkrement der Schwingungen.

Neben diesen Variablen sollen ferner, soweit als möglich unabhängig voneinander, folgende Daten geändert werden:

Lage der *elastischen Achse*, dimensionslos geschriebener Abstand von der Eintrittskante  $\epsilon = e/t$

Lage der *Schwerachse*, dimensionsloser Abstand  $\sigma = s/t$

*Trägheitsmoment* um die Drehachse  $\Theta_e$ , bzw. dimensionslos geschriebener Trägheitsradius  $\alpha = r_0/t$

Biegefrequenz  $\nu_{b_0}$  } bei ruhender Luft gemessen.  
Drehfrequenz  $\nu_{d_0}$  }

Das Verhältnis dieser Frequenzen:  $\zeta = \nu_{b_0}/\nu_{d_0}$ .

Für die Untersuchungen wurden drei Profile verwendet: das symmetrische Profil Göttingen 538 (hier mit A bezeichnet), das Profil Clark Y (B) als typisches Schnellflugprofil und das dicke, stark gewölbte Profil Göttingen 535 (C).

Die Abb. 5 enthält und definiert einen Teil der genannten Bezeichnungen. Die verwendeten Zeichen sind eingangs zusammengestellt.



Die elastische Achse und die Schwerachse konnten in den Grenzen 20 bis 50 % der Flügeltiefe  $t$  verschoben werden, das Frequenzverhältnis lag etwa zwischen 0,5 und 2,5, während die obere Grenze für die Frequenzen durch den maximal zur Verfügung stehenden Staudruck gegeben war.

Der Anstellwinkel  $\alpha$  mußte in kleinen Schritten verändert werden können, was eine große Zahl von Messungen bedingte. In den vorliegenden Versuchen wurde hauptsächlich der Einfluß der Lage der elastischen Achse, des Schwerpunktes, des Frequenzverhältnisses und der Drehfrequenz auf den kritischen Staudruck untersucht.

---

## B. Versuchsanordnung und Meßmethoden.

### 1. Der Windkanal.

Für die Versuche wurde ein Freistrah-Windkanal von 20 PS Antriebsleistung verwendet, der in Abb. 6 im Schnitt dargestellt ist. Der Kanal wurde nach dem Entwurf des Instituts für Aerodynamik durch die Firma Escher Wyss, Maschinenfabriken A.-G., Zürich, konstruiert und gebaut.

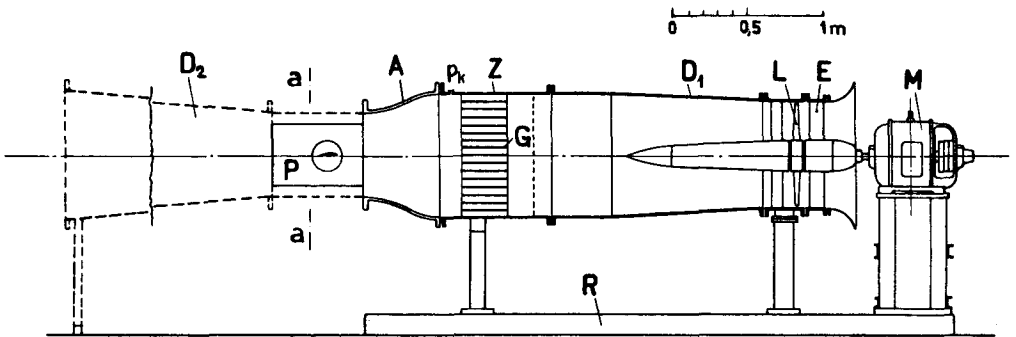
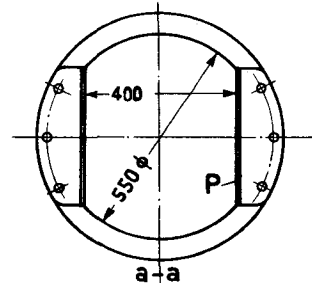


Abb. 6. Längsschnitt durch den Windkanal. (Die Buchstaben beziehen sich auf die Beschreibung im Text.) Der nachträglich angebrachte Diffusor  $D_2$  ist gestrichelt eingezeichnet. Rechts; Schnitt durch die Versuchsstrecke.



Der zum Antrieb dienende Asynchronmotor  $M$  ist auf einem kräftigen Gestell aus Profileisen gelagert, er hat nominell 3000 T/min. Über eine halbelastische Kupplung ist die auf zwei Kugellagern laufende Laufradwalde direkt mit dem Motor verbunden. Die Luft tritt durch einen Einlauftrichter in das aus 16 gewölbten Eisenblechschaufeln bestehende Eintrittsleitrad  $E$  und von da mit dem nötigen Drall in das Laufrad  $L$ . Bei der Konstruktion des letzteren konnten die reichen Erfahrungen der Herstellerfirma im Axialgebläsebau verwendet werden<sup>1)</sup>. Die 10 Laufradschaufeln bestehen aus bearbeitetem Elektronguß, sie können im Stand beliebig verstellt werden. Das Rad hat 700 mm Durchmesser. Die Nabe ist vorn und hinten durch passende Holz- und Eisenblechverkleidungen ergänzt.

<sup>1)</sup> C. Keller [1].

Nach dem Laufrad gelangt die Luft in den Diffusor  $D_1$  und passiert den in dem zylindrischen Zwischenstück  $Z$  angebrachten Gleichrichter  $G$  mit quadratischen Zellen. Die in Aluminiumguß hergestellte Düse  $A$  hat einen Mündungsdurchmesser von 550 mm. Das Verengungsverhältnis beträgt 2,55. Die Düse trägt als Fortsetzung zwei parallele Eisenplatten  $P$  von 400 mm Abstand, wodurch der in Abb. 6 angegebene Versuchsquerschnitt entsteht, sie erhält zwei entsprechende Übergangsstücke aus Holz. Die Platten  $P$  nehmen die Lagerung der Versuchsflügel auf. Der ganze Kanal ruht auf einem Profileisenrahmen  $R$  und hat dank der massiven Bauart einen erschütterungsfreien Lauf. In Abb. 7 ist eine Ansicht desselben wiedergegeben.

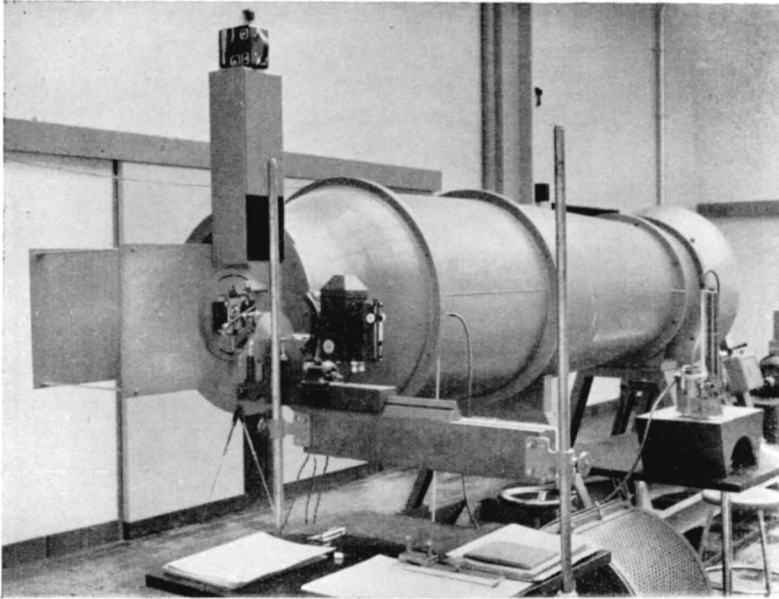


Abb. 7. Ansicht des Windkanals und der Versuchsanordnung.

Da sich im Verlaufe der Versuche zeigte, daß die mit dieser Anordnung — nach Anbringung der Korrekturen — erreichbare Höchstgeschwindigkeit von etwa 28 m/sec nicht für alle vorkommenden Fälle genügte, wurde nach der Versuchsstrecke nachträglich ein Diffusor  $D_2$  angebracht, der einen Teil der kinetischen Strahlenergie in Druck umsetzt. Durch diese Maßnahme konnte die Geschwindigkeit auf etwa 36 m/sec gesteigert werden. Der Diffusor  $D_2$  besteht aus Sperrholz, die Versuchsstrecke wird durch zwei Sperrholzdeckel vollständig geschlossen.

Durch verschiedene Maßnahmen wurden anfänglich bestehende Geschwindigkeitsunterschiede im Versuchsquerschnitt ausgeglichen. Die Geschwindigkeitsverteilung wies nach diesen Korrekturen Unterschiede von weniger als 1 % auf.

Für die Messungen mit Schwingflügeln ist eine feinstufige Geschwindigkeitsregulierung notwendig. Zu diesem Zwecke wurde hier, trotz der damit sonst verbundenen Nachteile, ein reichlich dimensionierter Dreiphasen-

Flüssigkeitswiderstand in den Rotorkreis geschaltet (Sternschaltung), wodurch eine stufenlose Regulierung der Geschwindigkeit von 5 m/sec an erzielt wurde. Um auch kleinere Geschwindigkeiten erhalten zu können, wurden jeweils behelfsmäßig zwei Phasen des Rotors ausgeschaltet.

## 2. Schwingeinrichtung und sonstige Versuchsanordnungen.

Die gesamte bewegliche Apparatur sollte, im Interesse einer annehmbaren dynamischen Ähnlichkeit, möglichst leicht gebaut werden. Dieser Forderung nach geringem Gewicht steht die Forderung nach ausreichender Festigkeit des durch Massenkräfte außerordentlich beanspruchten Modell-

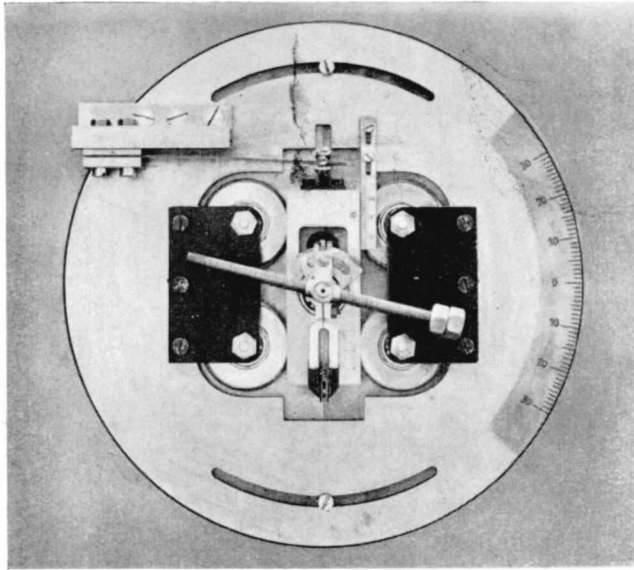


Abb. 8. Ansicht der Lagerung der Versuchsflügel. (Rechte Strahlseite.)

flügels und der übrigen bewegten Teile entgegen. Die gesamte Schwingeinrichtung wurde für eine maximale Frequenz von 30/sec und Größtausschläge der Biegeschwingung von  $\pm 10$  mm, bezw. der Drehschwingung von  $\pm 20^\circ$  dimensioniert.

Das zur Flügelkonstruktion verwendete Material muß demnach ein möglichst günstiges Verhältnis zwischen dem spezifischen Gewicht und der Bruchfestigkeit aufweisen. Diese Forderung erfüllt das überaus leichte *Balsaholz*, das bei einem spezifischen Gewicht von  $\gamma = 0,12$  bis  $0,2$  kg/dm<sup>3</sup> eine Bruchfestigkeit von  $\sigma_b = 300$  bis  $400$  kg/cm<sup>2</sup> hat. Das hier verwendete *Balsaholz* wies ein spezifisches Gewicht von  $0,16$  kg/dm<sup>3</sup> auf.

Die Versuchsflügel wurden in einfacher Weise massiv aufgebaut, indem aus einem *Balsaholz*brett mit Sperrholzzwischenlage die Profilform so herausgearbeitet wurde, daß die etwas empfindliche Austrittskante durch das Sperrholz gebildet wird. Ein Zellosoelack schützte die Modelle vor

Feuchtigkeitseinflüssen und verlieh denselben eine Oberfläche von mittlerer Rauigkeit. Zur Verbindung mit der Lagerung tragen die Flügel an den Enden profilierte Elektrongußstücke, die mit dem Holzteil durch konische Lappen verschraubt sind und auf der Außenseite Gewindebohrungen zur Aufnahme der Drehachse erhalten. Das Gewicht eines fertigen Flügels beträgt je nach der Profilform 250 bis 300 Gramm (Spannweite 400 mm, Flügeltiefe 120 mm).

Die Aufhängevorrichtung ist in zwei spiegelsymmetrischen Teilen ausgeführt, die zu beiden Seiten des Strahls in den Wänden eingelassen sind. Die in die verschiedenen Bohrungen des Modellflügels wahlweise einschraubbare Axe *A* ist mit einem Kugellager in dem aus Elektron bestehenden Wagen *W* gelagert (Abb. 8 und 9). Der Wagen selbst läuft zwischen den ebenfalls auf Kugellagern laufenden Führungsrollen *R* in vertikaler Richtung und ermöglicht die Biegebewegung. Die Biegesteifigkeit wird durch

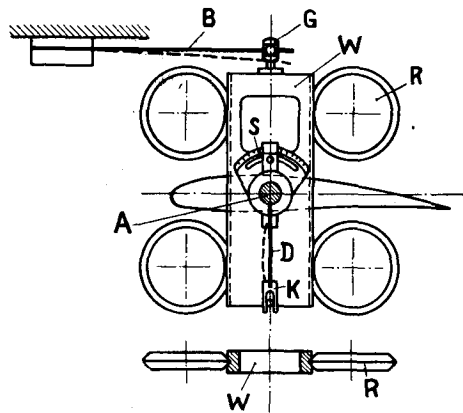


Abb. 9. Schematische Darstellung der Lagerung der Modellflügel.  
Die Buchstaben beziehen sich auf die Erläuterungen im Text.

die verstellbare Blattfeder *B*, die mit dem Wagen durch ein Gleitgelenk *G* verbunden ist, reproduziert. Die Drehsteifigkeit wird durch die kleine Blattfeder *D* hergestellt, sie ist mit ihrem Einspannstück mit dem auf der Achse festen Segment *S* verschraubt. Am untern Ende trägt die Feder *D* ein Führungsstück, das auf einer mit dem Wagen fest verbundenen kleinen Kugel *K* gleitet. Die Anstellwinkelverstellung erfolgt an dem mit einer Gradteilung versehenen Segment *S*. Die Drehachse hat ferner am äußern Ende eine leichte Gewindestange, die verschiebbare Gewichte trägt. Damit läßt sich gleichzeitig die Schwerpunktslage und unabhängig davon das Trägheitsmoment um die Achse in gewissen Grenzen verändern. Nach der Strahlseite ist die auf einer Drehscheibe montierte Lagerung mit Blechen abgedeckt, die nur einen kleinen Schlitz zur Bewegung der Achse freilassen. Die Anschlaggrenzen für Biegung und Drehung lassen sich durch auswechselbare Gummistücke beliebig verändern.

Von den sonstigen Einrichtungen ist vor allem die optische Beobachtungseinrichtung zu erwähnen, mit der während der Versuche der Schwingungsvorgang beobachtet und zum Teil registriert werden konnte. Die auf der linken Strahlseite angebrachte Einrichtung (Abb. 7 und 10) besteht aus einer Licht-

quelle  $L$  mit Kondensator, Punktblende und Abbildungsoptik sowie drei kleinen Spiegeln und einer Mattscheibe  $M$ . Wie aus der schematischen Skizze Abb. 10 ersichtlich ist, geht der Lichtstrahl über einen Umlenkspiegel 1 und den Steuerungsspiegel 2 auf den am äußern Ende der Drehachse befestigten Hauptspiegel  $H$  und erscheint als Lichtpunkt auf der Mattscheibe  $M$ . Der Hauptspiegel, der die Biege- und Drehbewegung mit der Achse mitmacht, lenkt den Lichtstrahl gleichzeitig nach zwei Richtungen ab, nach der  $\varphi$ -Richtung auf der Mattscheibe für die Drehbewegung, nach der  $y$ -Richtung bei Biegebewegung der Achse. Bei periodisch bewegtem Flügel entsteht so eine geschlossene Lichtfigur, eine sog. Lissajous-Figur, hier angenähert in Form einer Ellipse. Daraus gehen nach dem Schema in Abb. 10 die Amplituden und der Phasenwinkel ohne weiteres hervor, da die Mattscheibe ein geeichtes Koordinatensystem  $\varphi$ - $y$  aufweist. Der Steuerungsspiegel 2 ist mit dem Wagen durch ein leichtes Hebelsystem so verbunden, daß die Auslenkung des Lichtpunktes auf der Mattscheibe in  $y$ -Richtung von der gleichen Größenordnung wird wie der Drehausschlag.

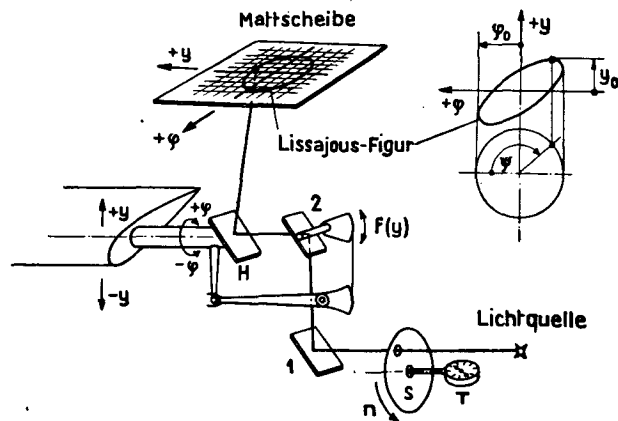


Abb. 10. Schematische Darstellung der optischen Beobachtungseinrichtung. Rechts: Schema der Auswertung der Lissajousfiguren: Größtwerte der Amplituden  $\varphi_0$  und  $y_0$ , Phasenwinkel  $\psi$ , so definiert, daß  $\psi > 0$  der Bestreichung der Lissajousfigur im Sinne des Uhrzeigers entspricht.

Eine in den Weg des Lichtstrahls gestellte Stroboskopscheibe, die durch einen kleinen Motor angetrieben wird, ermöglicht die Messung der Frequenz des Flügels, indem die Tourenzahl der Scheibe  $S$  so lange verändert wird, bis bei schwingendem Flügel der Lichtpunkt auf der Mattscheibe scheinbar zum Stillstand kommt. Die Frequenz kann dann an einem mit dem Stroboskop gekoppelten Stechtachometer  $T$  abgelesen werden.

Die optische Einrichtung erlaubte ferner die genaue Bestimmung des Anstellwinkels des unter dem Einfluß der Luftkräfte verdrehten Flügels. Auch qualitative Angaben über das Inkrement einer Schwingung ließen sich mit dieser Einrichtung gewinnen, welche sich im übrigen für die Versuchsdurchführung wegen der damit möglichen Übersicht über die Vorgänge sehr bewährte. Ergänzt wird sie durch eine über der Mattscheibe angebrachte Schmalfilmkamera, die zur Herstellung von Reihen- und Einzelaufnahmen von Lichtfiguren diene.

Die Eigenfrequenzen und Dämpfungskonstanten der Biege- und Dreh-schwingung wurden aus Ausschwingkurven bestimmt. Zu diesem Zwecke war

auf der rechten Strahlseite ein Bandchronograph so angebracht, daß zwei während der Versuche ausschaltbare Schreibstifte mit leichtem Druck auf dem bewegten Papierstreifen glitten und die Weg-Zeitkurve der gedämpften Bewegung aufzeichneten<sup>2)</sup>).

### 3. Meß- und Eichmethoden.

Die Abmessungen der Modellflügel wurden nach der Herstellung genau festgestellt. Die Schwerpunktslage wurde durch Auswägung der ganzen Einrichtung bestimmt. Die Trägheitsmomente  $\Theta_e$  um die elastische Achse bzw. der Trägheitsradius  $r_0$  wurden durch Pendelversuche ermittelt.

Die Masse der drehenden Teile konnte durch Wägung festgestellt werden. Die an der Biegung beteiligte Masse ist größer als die drehende Masse; zu der letztern ist die Masse der beiden Wagen sowie der mitbewegten Führungsrollen hinzuzufügen. Die translatorisch bewegte Masse  $m_b$  wurde für eine Anzahl verschiedener Einstellungen aus der Federkonstanten  $C$  und der Biegefrequenz  $\nu_{b0}$  bestimmt:

$$m_b = \frac{C}{4\pi^2 \nu_{b0}^2}$$

In den Übersichtstabellen zu den Versuchen ist das Verhältnis der Flügelmasse zur mitbewegten Luftmasse<sup>3)</sup>

$$\mu = \frac{4m}{\rho \pi t^2 b}$$

angegeben.  $\mu_b$  bezieht sich auf die Masse der translatorisch bewegten Teile,  $\mu_d$  auf die Masse der drehenden Teile. Der aus den gemessenen Werten  $\Theta_e$  bestimmte dimensionslose Trägheitsradius  $\kappa$  bezieht sich immer auf die drehende Masse.

a) *Federkonstanten.* Durch Belastung des Systems in der Drehachse und Ablesung der dadurch bedingten Verschiebung wurde die Biegefederkonstante bestimmt. Dieselbe wurde für je 10 Einspannlängen der Feder gemessen und Zwischenwerte interpoliert. Ebenso wurde für jede Drehfeder die Konstante ermittelt, indem an der Achse ein bekanntes Moment angebracht wurde. Die Biege- und Drehfederkonstanten zeigen in dem Gebiete der verwendeten Durchbiegungen und Verdrehungen genau linearen Verlauf.

Mit Berücksichtigung der Federkonstanten und der Masse, bzw. des Trägheitsmomentes konnte jede gewünschte Biege- oder Drehfrequenz angenähert eingestellt werden.

b) *Eigenfrequenzen und Dämpfung.* Die Eigenfrequenzen der Biegung  $\nu_{b0}$  und der Drehung  $\nu_{d0}$  wurden mit dem Bandchronographen gemessen, indem für jede Meßreihe je eine Ausschwingkurve für Biegung und Drehung aufgenommen wurde. Aus diesen Ausschwingkurven wurde auch das Dämpfungsmaß  $D_b$  bzw.  $D_d$  ermittelt durch Ausmessung von 3 bis 4 je um  $n$  Perioden auseinanderliegenden Amplituden. Bei den relativ kleinen Dämpfungen, die hier vorliegen, kann der Dämpfungswert aus der Beziehung (*Lehr* [1]):

<sup>2)</sup> Für die präzise und gewissenhafte Herstellung der gesamten Schwingeinrichtung bin ich Herrn Mechaniker Hürlimann zu Dank verpflichtet.

<sup>3)</sup> Die mitbewegte Luftmasse ist in diesem Falle gleich der Masse des dem Flügel umschriebenen Luftzylinders.

$$D = \frac{\ln a_1/a_n}{2 n \pi} \text{ *)}$$

berechnet werden, worin  $a$  die Amplitude bedeutet und  $n$  die Werte 5, 10, 15 und 20 annimmt. Abb. 11 zeigt solche Ausschwingkurven. Wie daraus zu ersehen ist, war die Biegedämpfung  $D_b$  größer als die Drehdämpfung  $D_d$ . Das wird durch die größere Reibung zwischen den Führungsrollen und den Wagen, sowie durch den von der Frequenz abhängigen Anpressungsdruck zwischen denselben verursacht. Die drei bis vier Dämpfungswerte, die aus einer Ausschwingkurve abgelesen wurden, waren meist bei großen Amplituden etwas kleiner als bei kleinen Ausschlägen. Da bei diesen Versuchen nur Schwingungen mit bestimmter Mindestgröße der Amplituden untersucht wurden, ist in den Übersichtstabellen jeweils der Mittelwert der bestimmten Dämpfungswerte angegeben.

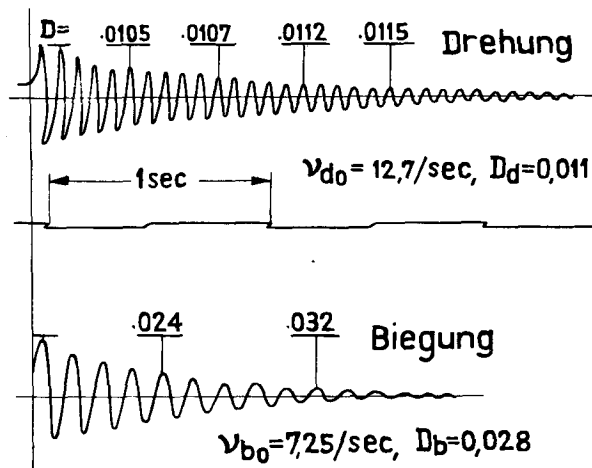


Abb. 11. Ausschwingkurven der Dreh-Biegeeigen schwingung eines Versuchsflügels. Bestimmung der Eigenfrequenzen und der Dämpfungswerte.

Bei der Messung der Biegedämpfung wurde der Einfluß der mitschwingenden Luft mitberücksichtigt (Flügel senkrecht zur Bewegungsrichtung). Eine Kontrolle zeigte, daß die so gemessenen Frequenzen und Dämpfungswerte nur sehr wenig von denjenigen für den Flügel ohne Luftdämpfung (Flügel in Bewegungsrichtung) abweichen.

Die Dämpfung war bei der vorliegenden Versuchsanordnung nicht willkürlich einstellbar, weshalb die Werte etwas schwanken. Es zeigte sich, daß die Verwendung von Schmiermitteln in den Kugellagern die Dämpfung wesentlich erhöhen kann. Die Kugellager wurden deshalb ohne Fett und dergleichen verwendet und durch häufige Reinigung mit Benzin sauber gehalten.

c) *Amplituden, Phasenwinkel und Frequenz.* Mit der beschriebenen optischen Betrachtungseinrichtung wurden die Größtwerte der Amplituden  $\gamma_0$  und  $\varphi_0$  durch direkte Ablesung aus der Lichtfigur erhalten. Zur Bestimmung des

\*) Das logarithmische Dekrement ist:  $\delta = 2\pi \cdot D$ .



Phasenwinkels  $\psi$  wurden in den meisten Fällen die Form und die Hauptabmessungen der Lissajous-Figur notiert und daraus nachträglich die Phasenverschiebung bestimmt. In Abb. 10 ist das Schema dieser Auswertung dargestellt. In einigen Fällen wurde auch eine genauere Messung durch photographische Aufnahme der Lichtfigur vorgenommen.

Die Messung der Frequenz  $\nu$  des schwingenden Flügels mit dem Stroboskop ist auf  $\pm 0,1/\text{sec}$  genau. Ab und zu wurde sie auch durch eine direkte Messung mit dem Bandchronographen nachgeprüft; die betreffenden Werte stimmten immer mit der stroboskopisch gemessenen Frequenz überein.

Zwei typische Lissajous-Figuren zeigt die Abb. 12; es ist daraus zu ersehen, daß sich die beiden Schwingungsformen hinsichtlich des Amplitudenverhältnisses stark unterscheiden.

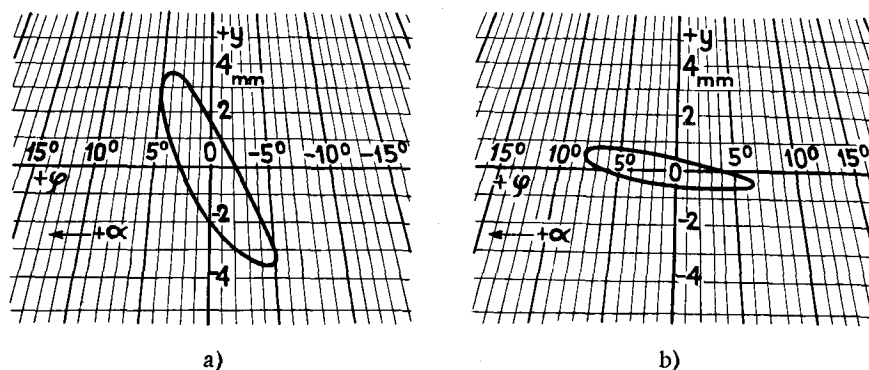


Abb. 12. Wiedergabe von Lissajousfiguren (nach photographischen Aufnahmen) a) einer B-Schwingung, b) einer A-Schwingung. Der Lichtpunkt befindet sich vor dem Einsetzen der Schwingung im Koordinatenursprung.

d) *Definition und Bestimmung des kritischen Staudruckes  $q_k$ .* In der vorliegenden Arbeit wird immer der Begriff „kritischer Staudruck“ verwendet, da alle Betrachtungen und Messungen dadurch unabhängig von der Luftdichte und der Flughöhe werden.

Man definiert die kritische Geschwindigkeit als diejenige Geschwindigkeit, bei welcher die Schwingung einsetzt. Eigene Beobachtungen (Vorversuche) wie auch die Betrachtungen von Perring [1] und Küssner [2] haben aber deutlich gezeigt, daß bei sehr ruhigem Luftstrom die Schwingungen bei einem Staudruck von selbst einsetzen, der höher liegt als der Staudruck, der nach Anbringung einer kleinen Störung zur Erhaltung der Schwingung nötig ist.

Da aber Anregungen durch Böen, durch Resonanz mit dem Triebwerk usw. in der Praxis durchaus möglich sind, muß man bei experimentellen Untersuchungen eine kleine Störung anbringen, um von Zufälligkeiten unabhängig zu sein. Man erhält so eine gut reproduzierbare untere Grenze für den kritischen Staudruck, die vom Störungsbetrag unabhängig ist, sofern dieser nur nicht zu klein wird.

So wurde bei den vorliegenden Versuchen folgendes Kriterium angewendet: Beim kritischen Staudruck  $q_k$  entsteht eine Schwingung mit stationären oder anwachsenden Amplituden nach einer Winkelanregung von  $\pm 2^\circ$ . Es zeigte sich nämlich, daß eine Anregung von dieser Größe einen immer reproduzier-

baren Wert der kritischen Geschwindigkeit ergibt, der meist in der Nähe eines Grenzwertes liegt. Betrachtungen über den Einfluß der Anregungsgröße werden im folgenden Abschnitt angestellt.

Dieses Kriterium konnte mit der optischen Einrichtung immer genau eingehalten werden, indem der Flügel von Hand leicht angestoßen wurde, so daß gerade eine kleine Schwingung von  $\pm 2^\circ$  Amplitude entstand. Die Geschwindigkeit wurde dabei so lange verändert, bis die Grenze zwischen abklingender und anwachsender Amplitude — bei stationärer Geschwindigkeit — festgestellt war. Der so bestimmte kritische Staudruck  $q_k$  ist meist auf 1 % genau, da die Grenze oft schon auf 0,2—0,3 mm WS empfindlich war.

e) *Messung des Anstellwinkels.* Die geeichte Mattscheibe ermöglichte ebenfalls die genaue Messung des Anstellwinkels, der sich unter dem Einfluß der Luftkräfte beim kritischen Staudruck einstellt. Die Stellung des Lichtpunktes wurde zu diesem Zweck mit einem Bezugssystem verglichen und so der Anstellwinkel gegenüber der Flügelbezugslinie ermittelt<sup>5)</sup>. Der Durchmesser des Lichtpunktes ist, an der Gradteilung auf der Mattscheibe gemessen, im Mittel etwa  $0,2^\circ$ , der Anstellwinkel konnte aber gut auf  $0,1^\circ$  abgeschätzt werden. Eine noch genauere Winkelmessung wäre besonders im Gebiete der A-Schwingungen erwünscht, da der kritische Staudruck in diesem Gebiete bei einer Änderung des Anstellwinkels von  $0,2^\circ$  sich oft um 50 % verschieben kann. Es ist aber zu sagen, daß gerade dann der Flügel nie sehr ruhig liegt, sodaß nur ein Mittelwert für den Anstellwinkel angegeben werden kann.

f) *Inkrement der Schwingungen.* Sehr wichtig ist die Kenntnis der Intensität, mit welcher eine Schwingung anwächst, da dieselbe maßgebend für die Gefährlichkeit der Erscheinung ist. Für die vorliegenden Versuche werden qualitative Angaben über die Intensität gemacht, indem die Zeit, die der Flügel braucht um die Anschlaggrenzen zu erreichen, (Biegeamplitude  $\pm 10$  mm, Drehamplitude  $\pm 20^\circ$ ) abgeschätzt wurde. Es wurden dabei drei Grade des Inkrements unterschieden, nämlich:

- „I“ *langsames Anwachsen*, die Anschlaggrenzen werden in 2 bis 5 sec erreicht.
- „II“ *rasches Anwachsen* in 1 bis 2 sec.
- „III“ *äußerst rasches, heftiges Anwachsen* in weniger als 1 sec. Der Flügel mußte in diesem Falle immer sogleich festgehalten werden, um die Zerstörung desselben zu vermeiden.

Schwingungen mit stationärer Amplitude werden in den Protokollen mit „stationär“, abgekürzt mit „s“ bezeichnet. Sehr oft traten auch Schwebungen auf, für die in den Protokollen abgekürzt „S“ geschrieben wird. Handelt es sich um Schwebungen, deren Amplituden in einem größeren Bereich schwankten, so werden dieselben mit „st. S“ (starke Schwebung) bezeichnet.

Diese qualitative Angabe über die Intensität des Anwachsens der Schwingungsamplituden gibt zusammen mit der Frequenz einen Anhaltspunkt für das Inkrement der betreffenden Schwingung.

<sup>5)</sup> Bei dem symmetrischen Profil war zu diesem Zwecke an der Innenseite der Wand eine Winkelteilung angebracht. Bei den andern Profilen wurde der Anstellwinkel gegen die Flügelsehne direkt mit einer Anstellwinkelwage gemessen. Die Strahlrichtung war dabei durch Messung des Nullauftriebswinkels bekannt.

#### 4. Die drei verwendeten Profile.

a) *Korrekturen für die endliche Strahlabmessung.* Da der halboffene Strahl endliche Abmessungen hat und bei Vorhandensein eines Auftriebes am Tragflügel eine Ablenkung erfährt, sind Korrekturen am Anstellwinkel und am Widerstand, infolge der Krümmung des Strahls an der Stelle des Flügels auch am Auftrieb erforderlich. Es gibt exakte Methoden zur Ermittlung dieser Korrekturen<sup>6)</sup>, die aber für den vorliegenden Strahlquerschnitt verhältnismäßig viel Aufwand erfordern würden. Für unsere Zwecke genügend genau führt eine elementare Methode rascher zum Ziel<sup>7)</sup>.

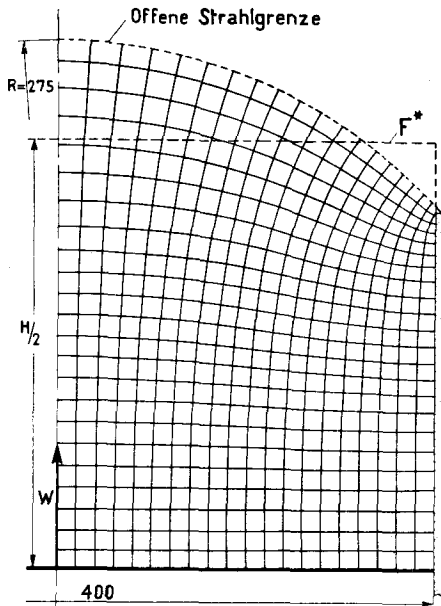


Abb. 13. Zur Bestimmung der Korrekturen infolge Ablenkung des halboffenen Strahls: Geschwindigkeitsfeld der Störungsgeschwindigkeit  $w$ . Die offene Strahlgrenze ist nach Prandtl eine Potentialfläche.  $F^*$ : Ersatzfläche mit homogener Energieverteilung.

Die dem Strahl durch den Flügel erteilte Abwärts geschwindigkeit  $2w$  im Unendlichen ist vorerst nicht bekannt. Nach der von Prandtl<sup>6)</sup> angegebenen Bedingung, wonach die Grenze des offenen Strahls eine Potentialfläche ist, läßt sich aber das Geschwindigkeitsfeld der Störungsgeschwindigkeit  $w$  (an der Stelle des Flügels) in den Strahlquerschnitt einzeichnen. Die Stromlinien der Sekundärströmung stehen nach dieser Bedingung senkrecht auf der offenen Strahlgrenze, die durch die seitlichen Wände gebildeten festen Grenzen sind Stromlinien. Abb. 13. Aus Symmetriegründen wird nur ein Quadrant des Querschnittes betrachtet.

Jedes durch die Strom- und Potentiallinien gebildete Quadrat hat nach der Theorie der Potentialströmungen den gleichen Energieinhalt; die Anzahl der Quadrate gibt Aufschluß über die dem Strahl erteilte Energie. Es läßt sich nun

<sup>6)</sup> Prandtl [1]; de Haller [1].

<sup>7)</sup> Ackeret u. Studer [2].

sofort eine rechteckige Ersatzfläche  $F^*$  für den Strahl angeben (sie hat gleichviele, unter sich gleich große Quadrate), womit die abgelenkte Luftmasse bekannt ist. Nach dem Impulssatz ist dann

$$A = \rho F^* v 2 w$$

$A$  = Auftrieb,  $w$  = Abwärtsgeschwindigkeit am Flügel.

Der Abwindwinkel  $\Delta\alpha$  ist demnach, wenn wir den Auftriebskoeffizienten  $c_a$  einführen:

$$\Delta\alpha = 57,3 \frac{w}{v} = 57,3 \frac{c_a q F}{4 q F^*} = 14,32 c_a F/F^* \quad \text{in Grad.}$$

Für den vorliegenden Fall ist nach der Abb. 13:  $F/F^* = t/H = 0,267$ , der effektive Anstellwinkel wird

$$\alpha_{\infty} = \alpha_{geom} - 3,82 c_a \quad \text{in Grad.}$$

Analog läßt sich der induzierte Widerstand bei Kenntnis der durch den Flügel abgelenkten Luftmasse berechnen. Die minimale Schwebearbeit ist gleich der im Abwind steckenden kinetischen Energie

$$W_i v = \rho F^* v \frac{(2w)^2}{2}$$

$$c_{wi} = 4 \frac{F^*}{F} \cdot \left(\frac{w}{v}\right)^2$$

$F^*$  ist wieder die Querschnittsfläche des gleichmäßig abgelenkten Luftstromes. Führen wir die oben erhaltene Beziehung für  $w/v$  ein, so erhalten wir schließlich

$$c_{wi} = \frac{1}{4} \frac{F}{F^*} c_a^2$$

was mit unserm Werte  $F/F^* = 0,267$

$$c_{wi} = 0,0665 c_a^2$$

ergibt.

Die Wölbungskorrektur finden wir, indem wir die von *Prandtl* [1] angegebene Beziehung für den Krümmungsradius des abgelenkten Luftstrahles an der Stelle des Flügels

$$r = \frac{12 H^2}{\pi c_a t} \quad H = \text{Höhe des Ersatzquerschnitts } F^* \text{ Abb. 13}$$

auf unsern rechteckigen Ersatzquerschnitt  $F^*$  anwenden. Der von der Krümmung herrührende Auftrieb ist näherungsweise

$$\Delta c_a \sim \frac{\pi t}{2 r}$$

und der Auftrieb des Flügels im unendlich großen Strahl

$$c_a = c_{a_{gem}} \left(1 + \frac{\pi^2 t^2}{24 H^2}\right)$$

Für unsere Verhältnisse ist:  $c_a = 1,029 c_{a_{gem}}$

Der vollständig geschlossene Strahl mit durchgehendem Flügel erfährt prinzipiell keine Ablenkung, da an den Flügelenden kein Druckausgleich möglich ist, hingegen bewirkt das Vorhandensein der den Strahl oben und unten begrenzenden festen Wände wieder eine Krümmung der Strömung an der Stelle

## Profil A



## Profil B



## Profil C



Abb. 14. Schattenrisse der Profilschablonen der verwendeten Modellflügel. (1:1)

des Flügels, die nach *Prandtl* [1] vom halben Betrage ist wie beim offenen Strahl und im entgegengesetzten Sinne wirkt. Der Auftriebskoeffizient wird demnach für diesen Fall

$$c_a = c_{agem} \left( 1 - \frac{\pi^2 t^2}{48 H^2} \right) = 0,985 c_{agem}$$

b) *Messung der Luftkraftbeiwerte.* Die drei Profile, die bei diesen Versuchen verwendet wurden, werden im folgenden mit *A*, *B* und *C* bezeichnet. Die Schattenrisse der Profilschablonen sind in Abb. 14 wiedergegeben.

*Profil A* wurde aus dem symmetrischen Profil Gött. 538<sup>8)</sup> entwickelt, indem die konkav auslaufende Austrittskante durch eine lineare Begrenzung ersetzt wurde. Das Profil wurde wegen der Druckpunktfestigkeit und wegen der relativ großen Dicke (15,6 %), die genügend Bauhöhe für die Konstruktion ergibt, gewählt.

*Profil B* ist identisch mit dem Profil Clark Y. Es ist dies ein typisches Schnellflugprofil mit einer Dicke von 12,3 % und einer maximalen Wölbung von 3,8 % der Flügeltiefe.

*Profil C*, das identisch mit dem Profil Gött. 535<sup>9)</sup> ist, hat eine Dicke von 16,0 % und eine Wölbung von 5,8 % der Flügeltiefe. Es wird meist für Segelflugzeuge verwendet.

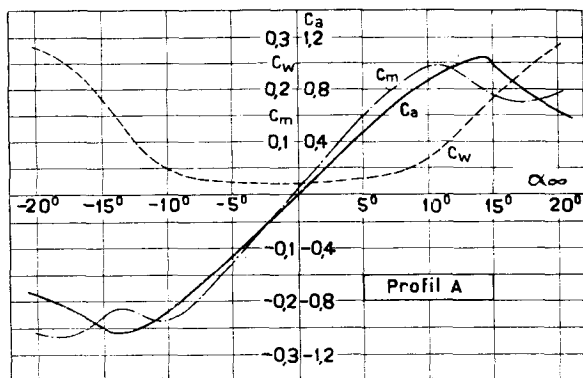
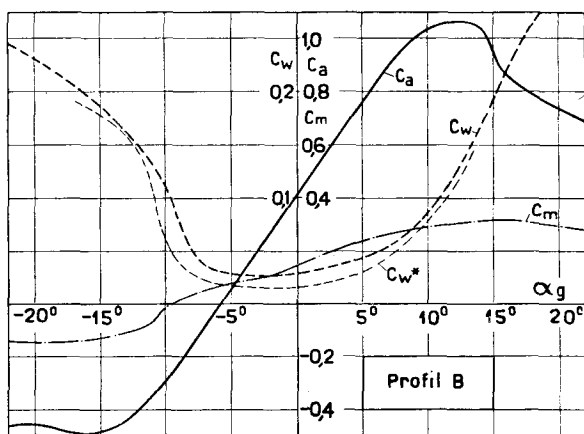
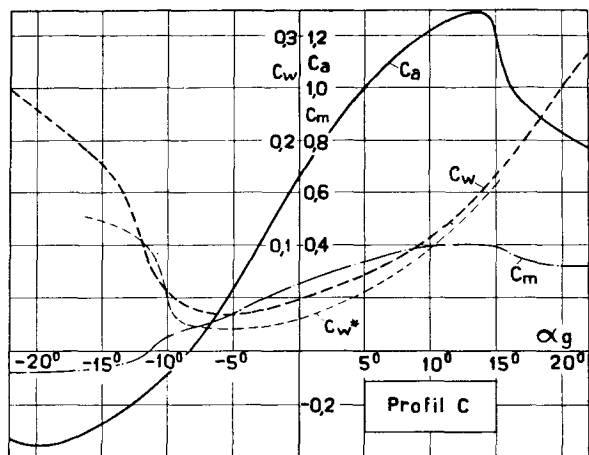
Für diese drei Profile wurden unter den gleichen Verhältnissen, wie sie bei den Versuchen vorlagen — Profil *A* im halboffenen, die Profile *B* und *C* im geschlossenen Strahl — getrennte Auftriebs-, Widerstands- und Momentenmessungen durchgeführt. Für die Auftriebsmessung waren die Flügel in den Wagen der Schwingeinrichtung senkrecht zur Windrichtung verschiebbar gelagert und durch ein Gestänge mit der Wage verbunden. Bei der Widerstandsmessung war der Flügel mit den durch die seitlichen Wände ragenden Achsen auf einem Lineal befestigt, das auf je zwei großen Rollen in Windrichtung verschiebbar war. Ein ebenfalls über diese Rollen gelegter dünner Stahldraht mit Gegengewicht führte zur Wage. Zur Momentenmessung wurde auf einer Seite des Strahls eine Schnurscheibe auf der Achse befestigt; ein darum gelegter Stahldraht mit Gegengewicht führte zur Wage. Für diese Messungen wurden Busch-Präzisionswagen verwendet, deren Empfindlichkeit vergrößert worden war. Der größte Fehler bei der Widerstandsmessung infolge Reibung im System betrug etwa 3 % des Minimalwiderstandes. Der Anstellwinkel wurde mit einer Wasserwage gemessen.

Da die drei Beiwerte in getrennten Messungen bestimmt wurden, wurden über das ganze Anstellwinkelgebiet, besonders in der Gegend der Abreißgrenzen, viele Meßpunkte gelegt, um den Verlauf der Werte einwandfrei ermitteln zu können. Die auf bekannte Weise bestimmten Beiwerte des Auftriebs  $c_a$ , des Widerstandes  $c_w$  und des Momentes um den vordern Profilpunkt  $c_m$  sind in den Abb. 15, 16 und 17 über dem Anstellwinkel aufgetragen. Die oben besprochenen Korrekturen sind dabei berücksichtigt.

Der Flügel *A* zeigt einen maximalen Auftrieb, der 3,8 % kleiner ist als bei der Göttinger Messung. Der Profilwiderstand ist hingegen über dem ganzen Anstellwinkelbereich etwa 18 % größer als beim Profil G. 538. Die kleine Abweichung im Auftrieb mag auf die Abänderung der Austrittskante zurückzuführen sein, der größere Profilwiderstand hingegen rührt zum Teil von der größeren Rauigkeit her, scheint aber hauptsächlich durch die Vereinigung der Wand- und der Flügelgrenzschichten, und durch das Vorhandensein eines kleinen Spiels zwischen Flügel und Wand (etwa  $\frac{3}{4}$  mm) bedingt zu sein. Der Spielraum ist nötig, um eine einwandfreie Aufhängung des Flügels zwischen den Wänden zu ermöglichen. Die nicht vollkommene Druckpunktfestigkeit des Profils *A* ist auf eine kleine Änderung des Modells, die sich nach der Herstellung zeigte, zurückzuführen.

<sup>8)</sup> Göttinger Lieferung III, Seite 47.

<sup>9)</sup> Göttinger Lieferung III, Seite 67.

Abb. 15. Luftkraftbeiwerte für das Profil A über dem Anstellwinkel  $\alpha_\infty$ .Abb. 16. Luftkraftbeiwerte für das Profil B über dem Anstellwinkel  $\alpha_g$ .Abb. 17. Luftkraftbeiwerte für das Profil C über dem Anstellwinkel  $\alpha_g$ .

Auffallend ist bei den im geschlossenen Kanal untersuchten Profilen *B* und *C* der im Vergleich zu den Originalmessungen geringere Maximalauftrieb und vor allem der große Profilwiderstand. Diese Abweichungen mögen zum Teil auch auf der kleinen Reynolds'schen Zahl bei diesen Messungen ( $Re = 2 \cdot 10^5$ ), auf der größeren Rauigkeit und der Vereinigung der beiden Grenzschichten beruhen, sie sind aber hauptsächlich auf folgenden Effekt zurückzuführen: die den Strahl seitlich begrenzenden Wände haben zur Durchführung der Flügelachsen und zur Ermöglichung der Schwingbewegung kleine vertikale Aussparungen. Dadurch ist aber bis zu einem gewissen Maße ein Druckausgleich zwischen der Flügelober- und -Unterseite, vor allem aber, wegen des großen Unterdrucks im geschlossenen Strahl, ein Einströmen von Luft durch diese Aussparungen möglich. Dadurch wird ein beträchtlicher Abfall der Zirkulation an den Flügelenden und demzufolge ein Abwind und ein induzierter Widerstand erzeugt. Eine Kontrollmessung des Widerstandes, wobei die Aussparungen soweit als möglich geschlossen wurden, hat denn auch eine starke Abnahme gezeigt, wenn diese Sekundärströmungen teilweise verunmöglicht werden. In den Abb. 16 und 17 ist der so erhaltene Widerstandsbeiwert  $c_w^*$  eingezeichnet, es ist aber auch da noch ein induzierter Widerstand vorhanden, da die nicht vollständig geschlossenen Aussparungen immer noch einen Ausgleich zulassen.

Dieser starke Einfluß der Aussparungen konnte bei den Schwingungsuntersuchungen nicht vermieden werden. Die ganze Versuchsanordnung wurde für den offenen Strahl entworfen, wo die die Biegebewegung ermöglichenden Aussparungen keinen nennenswerten Einfluß auf die Profilwerte zeigen. Nachträglich wurde eine Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit durch Anbringung des Diffusors  $D_2$  notwendig. Maßnahmen zur Vermeidung des Druckausgleichs infolge der Aussparungen, beispielsweise durch kleine Endscheiben, wie sie *Birnbaum* [1] verwendete, waren aus mechanischen Gründen nicht mehr möglich.

Die Meßflügel *B* und *C* verhalten sich infolge dieser Erscheinungen wie Flügel mit endlicher Spannweite. Aus diesem Grunde wird für diese beiden Profile in den vorliegenden Untersuchungen stets der geometrische Anstellwinkel  $\alpha_g$  angegeben. Es ist sehr bemerkenswert, daß die A-Schwingungen bei diesen Flügeln, trotzdem der Zirkulationsabfall einen flacher verlaufenden Abreißvorgang bewirkt, sehr scharf ausgeprägt auftreten.



## C. Versuchsergebnisse.

### 1. Allgemeine Bemerkungen zu den Versuchen und Erläuterungen zu den Protokollen.

Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde als Hauptvariable der Anstellwinkel verändert, indem für jede untersuchte Kombination der konstruktiven Daten der Verlauf des kritischen Staudruckes über dem ganzen praktisch in Frage kommenden Anstellwinkelgebiet, also zwischen positiver und negativer Abreißgrenze (bei dem symmetrischen Profil zwischen dem Anstellwinkel  $0^\circ$  und der Abreißgrenze), bestimmt wurde. Daneben wurden, ebenfalls in Funktion des Anstellwinkels, Beobachtungen über die Art der Schwingungsinstabilität (Amplitudengröße, Inkrement) angestellt.

Zur Untersuchung des Einflusses der willkürlich einstellbaren Daten, wie des Abstandes der Dreh- und der Schwerachse, der Drehfrequenz und des Frequenzverhältnisses wurden bestimmte Meßreihen durchgeführt, die in den Tabellen 1 bis 8 übersichtlich zusammengestellt sind. Die darin enthaltenen, für eine Meßreihe konstanten Daten (geometrische Daten, Frequenzen und Dämpfungswerte) wurden jeweils zu Beginn einer Messung festgestellt, wie auch die Luftdichte aus dem Barometerstand und der Lufttemperatur für jede Meßreihe ermittelt wurde.

Bei den Messungen wurde wie folgt vorgegangen: Nachdem die Geschwindigkeit bis in die Nähe des kritischen Wertes gesteigert war, wurde zunächst der Anstellwinkel, der sich beim Vorhandensein der Luftkräfte einstellte, auf der Mattscheibe abgelesen. Durch langsame Änderung der Geschwindigkeit wurde derjenige Wert derselben aufgesucht, für den — nach einer Anregung von  $2^\circ$  — die Grenze zwischen abklingender und anwachsender Schwingung festgestellt werden konnte. Diese Grenze war meist auf weniger als 1 % genau bestimmbar; in einigen wenigen Fällen, die in den Protokollen besonders vermerkt sind, war in einem größeren Bereich der Geschwindigkeit die Instabilität unverändert. Im allgemeinen war aber zu beobachten, daß eine kleine Unterschreitung des kritischen Staudruckes ein Abklingen, eine kleine Erhöhung desselben ein verstärktes Anwachsen — ein größeres Inkrement — bewirkte. Es konnte ferner festgestellt werden, daß der kritische Staudruck für A-Schwingungen bei beschleunigter Strömung höher, bei verzögerter Strömung niedriger ist als bei stationärer Geschwindigkeit. Es wurde deshalb darauf geachtet, daß während der Messung die Geschwindigkeit einige Zeit konstant blieb.

Anschließend an die Messung des kritischen Staudruckes wurden auf der Mattscheibe die Größtwerte der Amplituden, die Phasenverschiebung und die Frequenz abgelesen, was bei langsam anwachsenden oder stationären Schwingungen sich leicht durchführen ließ. Bei starkem Inkrement wurde zu diesem Zwecke die Geschwindigkeit etwas reduziert und mit entsprechend größerer Anregung gearbeitet, wodurch das Inkrement vermindert und die Messung der genannten Daten möglich wurde. Der Charakter der Instabilität wurde durch

diese Maßnahme nicht beeinflusst. Für sehr heftig anwachsende Schwingungen konnten Amplituden, Phase und Frequenz nicht ermittelt werden.

Verhältnismäßig oft kamen Schwebungen vor, fast ausschließlich in der Gegend des minimalen kritischen Staudrucks für A-Schwingungen. Der Vorgang war dann meist sehr unregelmäßig, neben den Amplituden schwankten auch der Phasenwinkel und die Frequenz. Die Grenzwerte dieser Schwankungen sind, soweit sie feststellbar waren, in den Meßprotokollen angegeben.

An der Grenze zwischen der B- und der A-Schwingung wurde oft ein sprunghafter Übergang von der einen Schwingungsform zur andern beobachtet, indem beispielsweise eine Schwingung anfänglich die für B-Schwingungen typische Phasenverschiebung aufwies, bei zunehmender Amplitude dann plötzlich einen kleinern Phasenwinkel und ein Überwiegen der Drehamplitude zeigte. Die Erscheinung beruht darauf, daß die Strömung bei kleinen Amplituden anfänglich noch anliegt, bei Erreichung einer gewissen Drehamplitude, also eines gewissen Anstellwinkels, dann aber teilweise abreißt und eine A-Schwingung mit merklich größerem Inkrement verursacht. In solchen Fällen ist in den Protokollen stets die anfängliche Instabilität (B-Schwingung) angegeben.

Die Meßprotokolle sind in gedrängter Form am Schlusse dieser Arbeit wiedergegeben. Die Übersichtstabellen 1 bis 8 enthalten alle Angaben über die Konstanten einer Meßreihe sowie die Nummern der zugehörigen Meßpunkte, die danach in den Protokollen (erste Kolonne) leicht aufzufinden sind. Die zweite Kolonne enthält den Anstellwinkel, die dritte den kritischen Staudruck  $q_k$ , der sich aus der Messung eines Vergleichsdruckes  $p_k$  am Düsenkasten (Abb. 6) auf Grund einer Eichung ergibt. Die Angabe der zugehörigen Luftdichte in den Übersichtstabellen gestattet die Berechnung der Geschwindigkeit. Die Frequenz (vierte Kolonne) wurde im allgemeinen für jeden zweiten Meßpunkt bestimmt. Zeitweise wurde die Frequenz mit dem Bandchronographen nachgeprüft. Die betreffenden Werte stimmten immer gut mit der stroboskopischen Messung überein, sie sind mit \* gekennzeichnet. Die nächsten Kolonnen enthalten die Größtwerte der Drehausschläge  $\varphi_0$  (in Grad) und der Biegeausschläge  $y_0$  bzw. deren Grenzen bei Schwebungen. Ein Doppelpunkt zwischen diesen Werten bedeutet, daß es sich um eine Schwingung mit anwachsenden Amplituden handelt.

Der Phasenwinkel  $\psi$  wurde in den meisten Fällen nach dem Schema in Abb. 10 durch direkte Ablesung auf der Mattscheibe ermittelt, indem der Winkel zwischen den maximalen Amplituden bestimmt wurde. Die betreffenden Werte sind, da es sich um eine Abschätzung handelt, in den Protokollen in Vielfachen von  $\pi/8$  angegeben. So bedeutet beispielsweise die Angabe „5“ einen Phasenwinkel von  $5 \cdot \pi/8 \sim 112^\circ$ ; die Bezeichnung „2—3“ bedeutet, daß der Phasenwinkel  $\psi$  zwischen  $45$  und  $67^\circ$  liegt. Aus der genauen Ausmessung der von Zeit zu Zeit hergestellten photographischen Aufnahmen hervorgegangene Werte sind mit zwei Dezimalstellen angegeben (z. B. „4,55“ = 4,55.  $\pi/8 = 102,4^\circ$ ).

Die letzte Kolonne enthält die auf Seite 26 erläuterte qualitative Angabe über das Inkrement. Im übrigen sind außergewöhnliche Erscheinungen in Fußnoten angegeben.

## 2. Profil A.

Das symmetrische, aus dem Profil Gött. 538 entwickelte Profil A wurde zuerst untersucht und es wurde ihm über die Hälfte aller Meßreihen gewidmet

(Meßpunkte 1—1036 und 1801—1881). Es wurde ausschließlich im halb-offenen Strahl bei Staudrücken bis etwa  $40 \text{ kg/m}^2$  untersucht und für jede Meßreihe der kritische Staudruck für Anstellwinkel zwischen  $0$  und  $20^\circ$  bestimmt, da die Kurve  $q_k = f(\alpha)$  für dieses Profil in Bezug auf den Anstellwinkel  $0^\circ$  symmetrisch ist (siehe auch Abb. 3).

Die elastische Achse wurde von  $0,2t$  bis  $0,5t$  in Schritten von  $0,1t$  verändert, wobei die durch die Verschiebung der Achse bedingte Änderung der Schwerpunktslage und der Frequenz nicht ausgeglichen wurde. Für diese vier Lagen der Drehachse wurden je vier verschiedene Drehfrequenzen  $\nu_{d_0}$  und eine

Profil A

Tabelle 1

$\varepsilon = 0,2$		$\sigma = 0,348$				$\alpha = 0,289$		$\mu_d = 93,5$	$\mu_b = 145$
$\nu_{d_0}$	$\nu_{b_0}$	$\zeta$	$D_d$	$D_b$	$q$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte
7,5	10,0	0,75	0,015	0,020	0,1152	(0,245)	0,262	69	1022—1036
	7,5	1,0		0,025	0,1150	(0,200)	0,300	68	1007—1021
	6,0	1,25		0,022	0,1155	(0,217)	0,326	67	992—1006
11,5	13,0	0,885	0,013	0,033	0,1137	—	0,339	45	701—707
	11,5	1,0		0,022	0,1137	(0,225)	0,392	44	679—695
	10,0	1,15		0,020	0,1142	0,191	0,302	46	707—720
	9,0	1,28		0,026	0,1137	—	0,300	43	672—678
	7,5	1,53		0,028	0,1142	—	0,291	47	721—728
12,5	14,1	0,89	0,0115	0,025	0,1170	0,23	0,294	3	32—38
	13,2	0,95		0,033	0,1170	0,235	0,310	3	25—31
	12,3	1,01		0,030	0,1165	0,230	0,323	2	16—24
	11,2	1,12		0,0245	0,1165	—	0,328	2	10—15
	9,5	1,32		0,0260	0,1175	—	0,300	1	6—9
	7,8	1,60		0,0265	0,1175	—	0,240	1	1—5
	—	—		—	—	—	—	—	—
16,5	18,1	0,912	0,0155	—	0,1145	—	(0,360)	48	730—732
	16,5	1,0		0,023	0,1145	—	(0,270)	48	734—736
	11,0	1,5		0,026	0,1145	—	0,280	48	737—739
	8,25	2,0		0,025	0,1145	—	0,245	48	740—742

Anzahl verschiedener Frequenzverhältnisse  $\zeta$  eingestellt. Die Übersichtstabellen 1, 2, 3 und 4 enthalten die diesbezüglichen Angaben; für die Meßreihen 1 bis 70 ist der kritische Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$  in den Abb. 18 bis 33 aufgetragen.

Die Kurven  $q_k = f(\alpha_\infty)$  zeigen immer das gleiche Bild, wie es bereits die Vorversuche ergaben: der kritische Staudruck fällt in der Nähe des Anstellwinkels, bei welchem die Strömung im stationären Falle abreißt, sehr ausgeprägt ab und erreicht in dieser Gegend einen Wert, der wesentlich kleiner ist als der kritische Staudruck für das Gebiet mit anliegender Strömung. Dieses Minimum liegt beim Profil A im Bereich von  $\alpha_\infty = 13$  bis  $16^\circ$ , der stationäre Abreißwinkel liegt nach der Auftriebsmessung bei  $14,6^\circ$ . Während bei vorn liegender Drehachse ( $\varepsilon = 0,2$  und  $0,3$ ) die Kurven nach dem Minimum wieder sehr steil ansteigen, zeigt es sich, daß der kritische Staudruck bei der Achs-

lage  $\varepsilon = 0,4$  nach einer leichten Zunahme hinter dem tiefsten Wert erneut abfällt und erst bei größeren Anstellwinkeln endgültig höhere Werte annimmt. Diese Erscheinung geht bei der Achslage  $\varepsilon = 0,5$  in ein breites Minimum über, das sich von  $\alpha_\infty = 14^\circ$  bis etwa  $22^\circ$  erstreckt. Der steile Abfall an der Grenze zwischen B- und A-Schwingungen tritt immer deutlich ausgeprägt auf, der kritische Staudruck fällt in diesem Bereich innerhalb von  $1-2^\circ$  von einem Höchstwert bereits auf den tiefsten Wert.

Profil A

Tabelle 2

$\varepsilon = 0,3$		$\sigma = 0,390$		$\alpha = 0,244$				$\mu_d = 93,5$ $\mu_b = 145$		
$\nu_{d_0}$	$\nu_{b_0}$	$\zeta$	$D_d$	$D_b$	$\rho$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte	
8,8	11,0	0,8	0,0135	0,025	0,1155	0,200	0,290	62	910—927	
	8,8	1,0		0,027	0,1160	0,235	0,344	61	895—909	
	7,3	1,2		0,028	0,1150	0,215	0,413	60	876—894	
	6,1	1,44		0,026	0,1152	0,172	0,368	59	861—875	
12,6	13,2	0,955	0,0164	0,033	0,1170	0,245	0,384	40	635—653	
	12,0	1,04		0,0305	0,1152	0,260	0,384	39	618—634	
	11,0	1,14		0,027	0,1155	0,233	0,335	38	601—616	
	10,3	1,22		0,020	0,1175	0,204	0,308	37	588—600	
	9,0	1,4	0,026	0,1148	0,168	0,390	41	654—668		
	Ergänzungsmessungen									
		14,2	0,888	0,0164	0,020	0,1148	0,238	—	42	669—670
		13,2	0,955		0,033	0,1148	—	(0,28)	42	E5—E8
		12,0	1,04		0,030	0,1148	—	(0,31)	42	E9—E12
		10,3	1,22		0,023	0,1148	—	(0,30)	42	E13—E16
	9,0	1,4	0,020		0,1148	—	0,335	42	E1—E4	
	7,5	1,8	0,027		0,1148	—	—	42	586—587	
13,7	15,0	0,913	0,013	0,020	0,1170	(0,225)	0,354	4	39—56	
	13,5	1,015		0,033	0,1150	(0,250)	0,348	5	57—71	
	12,4	1,105		0,030	0,1160	0,240	0,347	6	72—85	
	10,9	1,28		0,026	0,1155	0,206	0,326	7	86—100	
	9,7	1,41		0,026	0,1160	0,180	0,314	8	101—110	
	8,5	1,615		0,025	0,1155	—	0,291	9	111—118	
18,5	18,5	1,0	0,0182	0,023	0,1165	—	0,340	50	761—764	
	15,4	1,2		0,020	0,1165	—	0,338	50	755—760	
	12,3	1,5		0,030	0,1174	—	0,336	49	749—754	
	8,25	2,24		0,025	0,1174	—	0,330	49	743—748	

Auch für die Schwingungen mit anliegender Strömung, für die B-Schwingungen, verläuft  $q_k$  über dem Anstellwinkel keineswegs konstant, sondern ist auch da beträchtlichen Änderungen unterworfen. Im allgemeinen steigen die Kurven von einem Minimum beim Anstellwinkel  $0^\circ$  zunächst an und erreichen kurz vor dem Ablösewinkel ein Maximum. Dieser Anstieg ist teilweise dadurch erklärlich, daß der Anstieg des Luftkraftbeiwertes  $dc_a/da$  und des Momentenbeiwertes  $dc_m/da$  mit steigendem Anstellwinkel etwas abnimmt. Unter den gleichen Verhältnissen ist deshalb ein höherer Staudruck erforderlich, um

die gleiche Anfachung zu erzielen. Entsprechend dem Verlauf dieser Gradienten über dem Anstellwinkel steigen die Kurven  $q_k = f(\alpha_\infty)$  denn auch immer stärker an, bis beim Abreißwinkel ein anderer Effekt einen entgegengesetzten Verlauf bewirkt. Ein Teil der Messungen weicht nun insofern von dem soeben Gesagten ab, als  $q_k$  beim Anstellwinkel  $0^\circ$  erst abfallen und später wieder etwas steigen oder dann im ganzen Gebiete der anliegenden Strömung abfallen kann. Diese Erscheinung ist bei der Achslage  $\varepsilon = 0,4$  in einigen Fällen be-

Profil A

Tabelle 3

$\varepsilon = 0,4$			$\sigma = 0,436$			$\alpha = 0,181$			$\mu_d = 93,5$ $\mu_b = 145$	
$v_{d_0}$	$v_{b_0}$	$\zeta$	$D_d$	$D_b$	$\varrho$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte	
9,2	11,5	0,8	0,016	0,027	0,1148	—	0,440	63	928—941	
	9,2	1,0		0,026	0,1146	—	0,450	64	942—960	
	7,65	1,2		0,027	0,1135	0,130	0,460	65	961—979	
	6,0	1,53		0,017	0,1140	0,156	0,420	66	980—999	
13,2	13,2	1,0	0,011	0,030	0,1170	0,200	0,449	33	520—541	
	12,6	1,05		0,030	0,1155	0,244	0,483	34	542—563	
	12,0	1,1		0,024	0,1170	0,338	0,500	30	456—476	
	11,1	1,19			0,1170	0,320	0,515	31	478—498	
	9,9	1,33		0,026	0,1170	0,245	0,484	32	499—519	
	8,6	1,53		0,027	0,1157	0,191	0,453	35	564—583	
	7,3	1,8			0,1175	0,157		36	584—585	
14,6	16,0	0,912	0,015	0,023	0,1180	—	0,421	16	216—229	
	15,0	0,973		0,020	0,1180	0,256	0,381	15	194—215	
	13,5	1,08		0,033	0,1175	0,275	0,395	14	176—193	
	12,4	1,18		0,030	0,1162	0,242	0,383	13	160—175	
	10,9	1,34		0,026	0,1165	0,215	0,375	12	144—159	
	9,7	1,505		0,026	0,1170	0,182	(0,250)	11	131—143	
	8,5	1,72		0,025	0,1170	—	0,374	10	119—130	
19,5	18,5	1,05	0,0162	0,0240	0,1135	—	0,394	51	765—780	
	15,6	1,25		0,020	0,1165	—	0,433	52	781—792	
	13,0	1,5		0,033	0,1160	—	0,436	53	793—805	
	8,7	2,24		0,027	0,1165	—	0,450	54	807—820	

sonders ausgeprägt, sie tritt bemerkenswerterweise nur dann auf, wenn das Frequenzverhältnis  $\zeta$  ungefähr 1 ist.

Bei dem Profil A zeigte sich eine Erscheinung, die auch aus der Originalmessung des Profils Gött. 538<sup>1)</sup> hervorgeht: bei abgelöster Strömung weist das Luftkraftgesetz einen zweiwertigen Verlauf auf. Der elastische Flügel hat unter dem Einfluß der Luftkräfte eine stabile Gleichgewichtslage (die wir „obern Haltepunkt“ nennen wollen), solange die Strömung noch anliegt. Bei einer Auslenkung bis zur vollständigen Ablösung fällt dann der Anstellwinkel auf einen kleinern Wert zurück als der dem obern Haltepunkt entsprechende. Zu diesem untern Haltepunkt gehört auch ein kleinerer Auftrieb. Der Flügel

<sup>1)</sup> Göttinger Lieferung III, Seite 60.

Profil A

Tabelle 4

$\varepsilon = 0,5$			$\sigma = 0,482$			$\alpha = 0,244$		$\mu_d = 93,5$ $\mu_b = 145$	
$\nu_{d_0}$	$\nu_{b_0}$	$\zeta$	$D_d$	$D_b$	$\varrho$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte
12,7	12,0	1,06	0,011	0,022	0,1150	—	0,387	24	344—362
	11,2	1,13		0,024	0,1102	—	0,425	25	363—376
	10,0	1,27		0,020	0,1118	—	0,484	26	377—393
	8,6	1,48		0,027	0,1125	—	0,483	27	394—409
	7,25	1,75		0,028	0,1162	0,132	0,484	28	410—429
	6,0	2,12		0,017	0,1160	0,188	0,535	29	431—451
	13,7	16,0		0,86	0,013	0,023	0,1140	—	0,429
15,0		0,91	0,0195	0,1140		—	0,380	18	249—264
13,5		1,01	0,033	0,1135		—	0,315	19	265—275
12,4		1,10	0,030	0,1166		—	0,390	20	276—287
10,9		1,26	0,026	0,1180		—	0,396	21	288—305
9,7		1,41	0,026	0,1145		—	0,420	22	306—324
8,5		1,61	0,025	0,1150		—	0,422	23	325—342
18,6		18,6	1,0	0,02		0,025	0,1148	—	0,379
	14,9	1,25	0,020		0,1150	—	0,410	57	842—856
	12,4	1,5	0,030		0,1165	—	0,386	56	831—841
	8,7	2,14	0,025		0,1165	—	0,367	55	821—830 (873—876)

Tabelle 5

Profil A

Reine Drehschwingung

$\varepsilon = 0,3$	$\sigma = 0,39$	$\alpha = 0,244$	$\mu_d = 93,5$		
$\nu_{d_0}$	$D_d$	$\varrho$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte
5,7	0,0135	0,1146	0,266	125	1867—1871
5,7	0,0158	0,1158	0,274	124	1840—1843
7,9	0,0158	0,1132	0,343	124	1844—1848
8,5	0,0160	0,1132	0,356	124	1849—1853
9,1	0,0150	0,1166	0,332	122	1813—1817
9,5	0,0136	0,1158	0,389	123	1836—1839
9,7	0,0150	0,1166	0,288	122	1818—1822
11,6	0,0152	0,1132	0,410	124	1857—1860
12,1	0,0110	0,1166	0,388	122	1808—1812
12,5	0,0176	0,1138	0,335	123	1823—1826
13,5	0,0110	0,1166	0,384	122	1801—1807
13,5	0,0145	0,1158	0,448	123	1831—1835
14,0	0,0158	0,1155	0,366	125	1872—1876
15,7	0,0146	0,1132	0,360	124	1854—1856
16,5	0,0172	0,1134	0,310	123	1827
16,6	0,0144	0,1146	0,417	125	1862—1866
17,8	0,0146	0,1160	0,344	123	1828—1830
20,2	0,0145	0,1155	0,352	125	1877—1881
22,1	0,0162	0,1146	—	125	1861

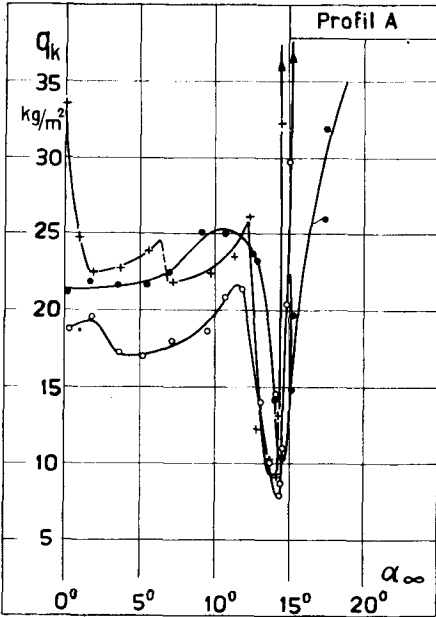


Abb. 18. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,2$ ;  $\sigma = 0,348$ ;  $\nu_{d_0} = 7,5/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 0,75$ ;  $\circ 1,00$ ;  $+ 1,25$ . (Protokolle 67 bis 69.)

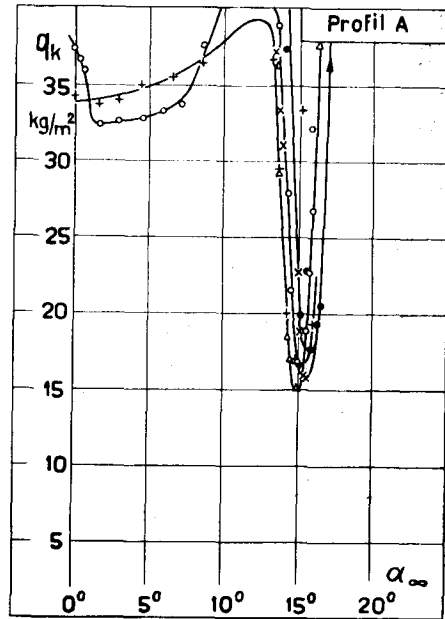


Abb. 19. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,2$ ;  $\sigma = 0,348$ ;  $\nu_{d_0} = 11,5/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 0,885$ ;  $\circ 1,00$ ;  $+ 1,15$ ;  $\Delta 1,28$ ;  $\times 1,53$ . (Protokolle 43 bis 47.)

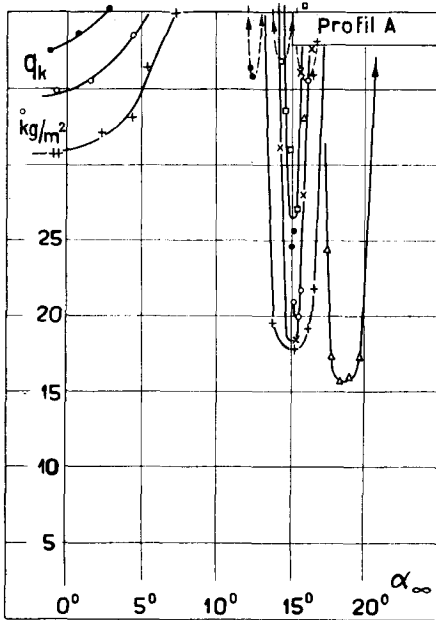


Abb. 20. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,2$ ;  $\sigma = 0,348$ ;  $\nu_{d_0} = 12,5/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 0,89$ ;  $\circ 0,95$ ;  $+ 1,01$ ;  $\Delta 1,12$ ;  $\times 1,32$ ;  $\square 1,60$ . (Protokolle 1 bis 3.)

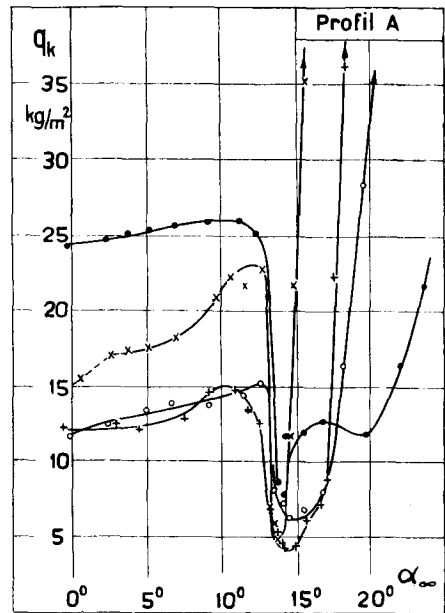


Abb. 21. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\sigma = 0,39$ ;  $\nu_{d_0} = 8,8/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 0,8$ ;  $\circ 1,0$ ;  $+ 1,2$ ;  $\times 1,44$ . (Protokolle 59 bis 62.)

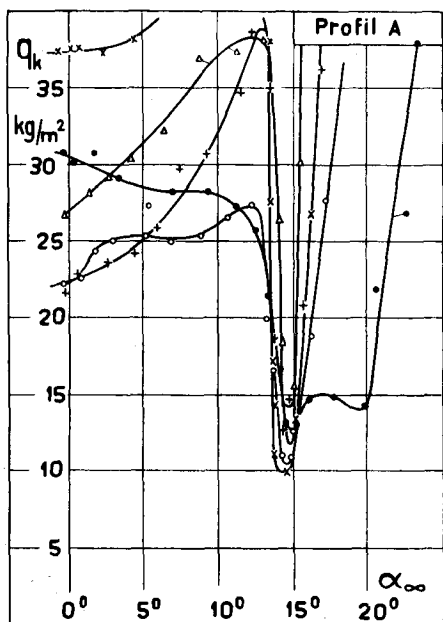


Abb. 22. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\sigma = 0,39$ ;  $v_{d_0} = 12,6$ /sec.  $\xi = \bullet 0,955$ ;  $\circ 1,04$ ;  $+ 1,14$ ;  $\Delta 1,22$ ;  $\times 1,4$ . (Protokolle 36 bis 41.)

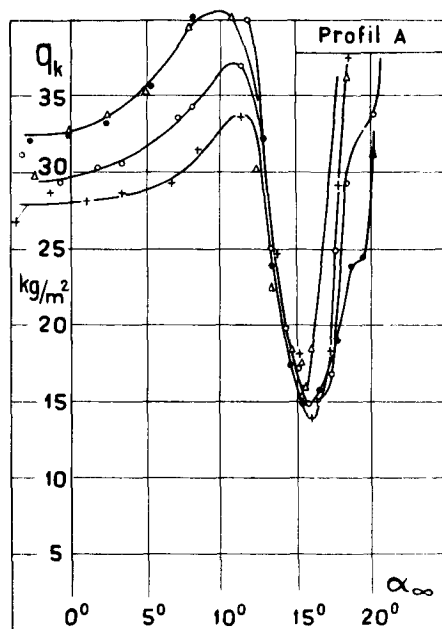


Abb. 23. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\sigma = 0,39$ ;  $v_{d_0} = 13,7$ /sec.  $\zeta = \bullet 0,913$ ;  $\circ 1,015$ ;  $+ 1,105$ ;  $\Delta 1,28$ ;  $\times 1,41$ ;  $\square 1,615$ . (Protokolle 4 bis 8.)

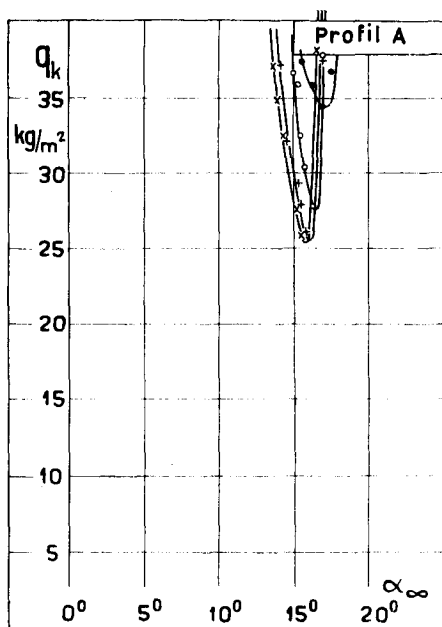


Abb. 24. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\sigma = 0,39$ ;  $v_{d_0} = 18,5$ /sec.  $\zeta = \bullet 1,0$ ;  $\circ 1,2$ ;  $+ 1,5$ ;  $\times 2,24$ . (Protokolle 49 und 50.)

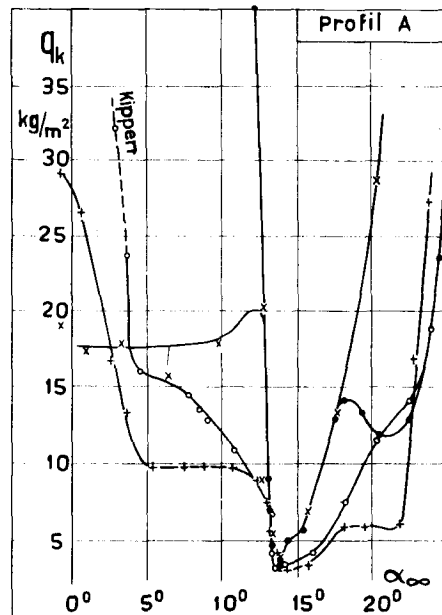


Abb. 25. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,436$ ;  $v_{d_0} = 9,2$ /sec.  $\zeta = \bullet 0,8$ ;  $\circ 1,0$ ;  $+ 1,2$ ;  $\times 1,53$ . (Protokolle 63 bis 66.)



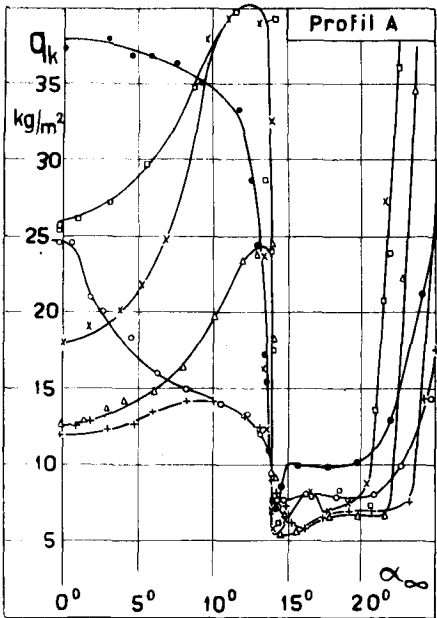


Abb. 26. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,436$ ;  $v_{d_0} = 13,2/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 1,0$ ;  $\circ 1,05$ ;  $+ 1,10$ ;  $\Delta 1,19$ ;  $\times 1,33$ ;  $\square 1,53$ . (Protokolle 30 bis 35.)

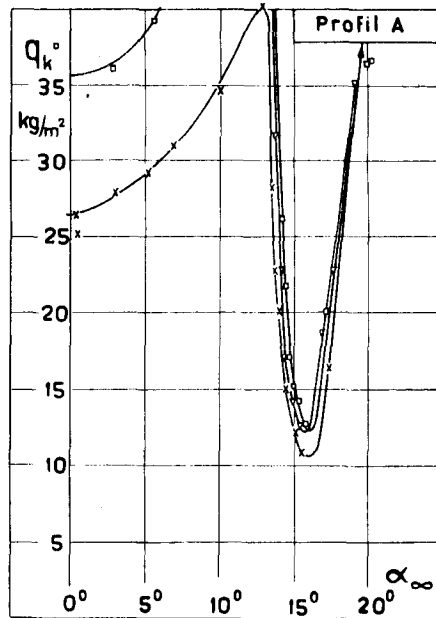


Abb. 27. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,436$ ;  $v_{d_0} = 14,6/\text{sec}$ .  $\zeta = \times 1,34$ ;  $\square 1,505$ ;  $\circ 1,72$ . (Protokolle 10 bis 12.)

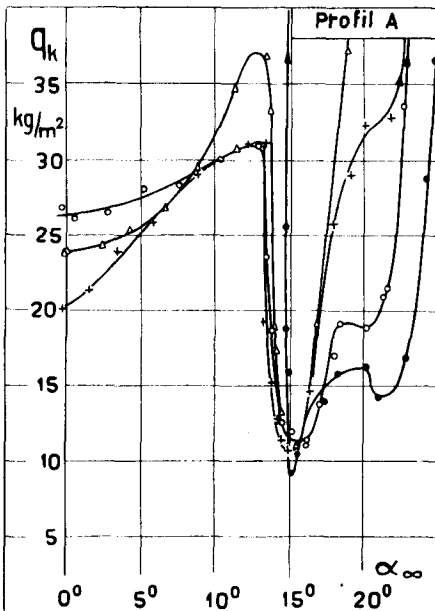


Abb. 28. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,436$ ;  $v_{d_0} = 14,6/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 0,912$ ;  $\circ 0,973$ ;  $+ 1,08$ ;  $\Delta 1,18$ . (Protokolle 13 bis 16.)

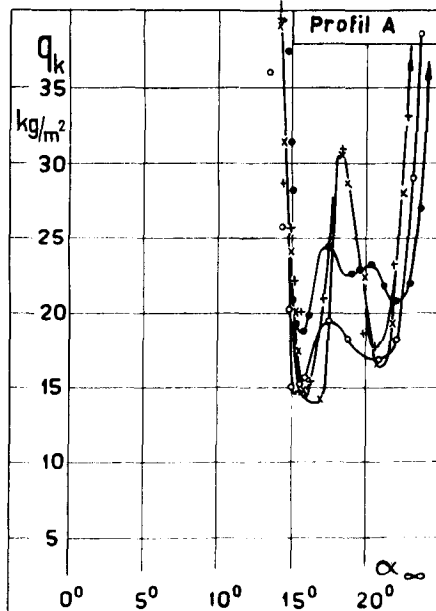


Abb. 29. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,436$ ;  $v_{d_0} = 19,5/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 1,05$ ;  $\circ 1,25$ ;  $+ 1,50$ ;  $\times 2,24$ . (Protokolle 51 bis 54.)

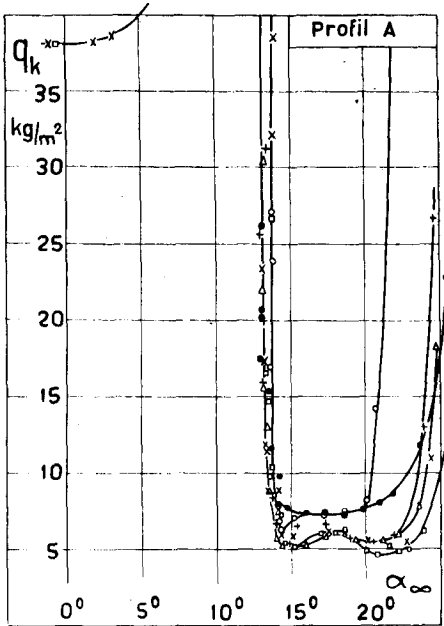


Abb. 30. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,5$ ;  $\sigma = 0,482$ ;  $v_{d_0} = 12,7/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 1,06$ ;  $\circ 1,13$ ;  $\blacktriangle 1,27$ ;  $\blacktriangle 1,48$ ;  $\times 1,75$ ;  $\square 2,12$ . (Protokolle 24 bis 29.)

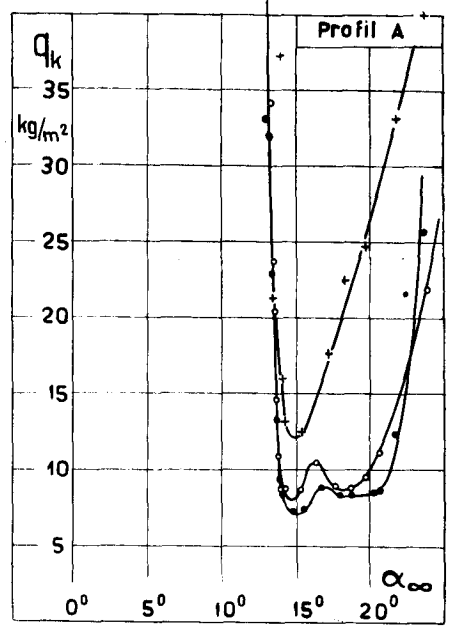


Abb. 31. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,5$ ;  $\sigma = 0,482$ ;  $v_{d_0} = 13,7/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 0,86$ ;  $\circ 0,91$ ;  $+ 1,01$ . (Protokolle 17 bis 19.)

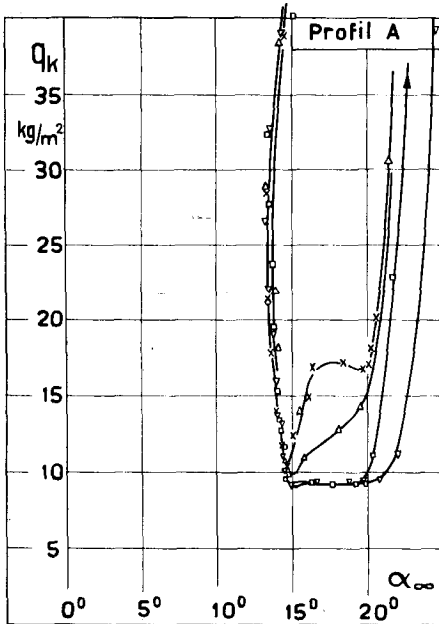


Abb. 32. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,5$ ;  $\sigma = 0,482$ ;  $v_{d_0} = 13,7/\text{sec}$ .  $\zeta = \blacktriangle 1,10$ ;  $\times 1,26$ ;  $\square 1,41$ ;  $\nabla 1,61$ . (Protokolle 20 bis 23.)

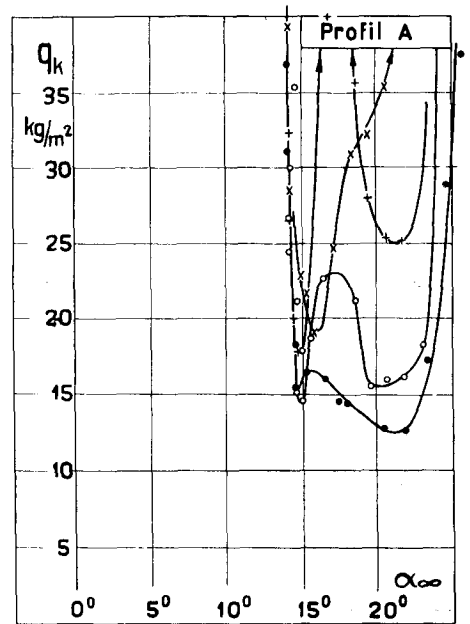


Abb. 33. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_\infty$ .  $\varepsilon = 0,5$ ;  $\sigma = 0,482$ ;  $v_{d_0} = 18,6/\text{sec}$ .  $\zeta = \bullet 1,0$ ;  $\circ 1,25$ ;  $+ 1,5$ ;  $\times 2,14$ . (Protokolle 55 bis 58.)

ist nun hier nicht stabil, sondern beginnt nach kurzer Zeit kleine Oscillationen auszuführen, wobei gleichzeitig der Anstellwinkel sich wieder dem obern Haltepunkt nähert, wo die Bewegung dann zur Ruhe kommt. Ist der Staudruck hingegen gehügend groß ( $q_k$ ), so beginnen beim untern Haltepunkt angefachte Biege-Drehschwingungen mit meist großem Inkrement. Die der Definition des kritischen Staudruckes zugrunde liegende Anregung von  $2^0$  wurde vom obern Haltepunkt aus angebracht. Der dem untern Haltepunkt entsprechende Anstellwinkel ist in den Protokollen in Kursivschrift angegeben, die Auftragung in den Diagrammen bezieht sich auf den obern Haltepunkt. Die Erscheinung konnte bei den vorliegenden Versuchen bis zu einer Reynolds'schen Zahl von  $Re = 2 \cdot 10^5$  beobachtet werden. In Göttingen trat der zweiwertige Verlauf von  $c_a$  ebenfalls bei  $Re = 2 \cdot 10^5$  auf, verschwand aber bei Erhöhung der Geschwindigkeit ( $Re = 4 \cdot 10^5$ ) wieder.

Die Meßpunkte 1801—1881 wurden bei vollkommen ausgeschalteter Biegefreiheit durchgeführt, nachdem zu vermuten war<sup>2)</sup>, daß A-Schwingungen auch bei nur einem Freiheitsgrade auftreten müssen, sofern man voraussetzt, daß ein aerodynamischer Hysteresiseffekt die Anfachung bewirkt. Diese Vermutung wurde durch den Versuch voll bestätigt, indem in der Gegend des Abreißwinkels *reine Drehschwingungen* beobachtet werden konnten, während B-Schwingungen mit einem Freiheitsgrade erwartungsgemäß nicht feststellbar waren. Die reinen Drehschwingungen treten nur innerhalb eines schmalen (von der Größe der Anregung abhängigen) Anstellwinkelbereichs auf, der minimale Staudruck ist etwas kleiner, als wenn der Flügel, unter sonst gleichen Verhältnissen, auch noch Biegefreiheit hat. Diese Versuchsreihe ist in Tabelle 5 zusammengestellt, die Ergebnisse sind in der Abb. 54 wiedergegeben.

### 3. Profil B.

Das Profil *B* (Clark Y) wurde durchwegs im geschlossenen Strahl verwendet. Mit diesem Profil wurde der Einfluß der Lage des Schwerpunktes und der elastischen Achse unabhängig von den andern Daten untersucht. Tabelle 6 gibt eine Übersicht über die Meßreihen, bei denen nur der Schwerpunktsabstand verändert wurde, während durch entsprechende Einstellung der Ausgleichgewichte das Trägheitsmoment konstant blieb. Das Frequenzverhältnis war hier durchwegs  $\xi = 1$ , die Drehfrequenz hatte die Werte  $\nu_{d0} = 10$  und 17,6/sec.

Bei den in der Tabelle 7 zusammengestellten Meßreihen wurde die Drehachse in 20, 30 und 40 % der Flügeltiefe angebracht, bei je zwei verschiedenen Werten der Drehfrequenz ( $\nu_{d0} = 10$  und 20/sec), des Frequenzverhältnisses ( $\xi = 1$  und 2) und der Schwerpunktslage. Die kleinen Abweichungen der Frequenzen rühren davon her, daß die Einstellung der Federn nach einer Interpolation der Federeichung vorgenommen wurde.

Die direkten Meßresultate, die mit dem Profil *B* gewonnen wurden, die Kurven  $q_k = f(\alpha_g)$ , sind in den Abb. 34 bis 41 aufgetragen. Auch hier wiederholt sich der typische Verlauf des kritischen Staudruckes über dem Anstellwinkel, wie er beim Profil *A* festgestellt werden konnte. Der kritische Staudruck hat wieder bei denjenigen Winkeln, bei denen die Strömung auf der Profilober- oder -unterseite abreißt, sehr tiefe, ausgesprochene Minima, während

<sup>2)</sup> Diese Vermutung wurde von Herrn Prof. G. A. Crocco (Rom) ausgesprochen, nachdem er von der Existenz von A-Schwingungen Kenntnis erhalten hatte.

Profil B

Tabelle 6

$\varepsilon = 0,3$			$\alpha = 0,290$				$\mu_d = 119; \mu_b = 167$			
$\sigma$	$\nu_{d_0}$	$\nu_{b_0}$	$\zeta$	$D_d$	$D_b$	$\varrho$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte
0,235	9,9	10,1	0,98	0,0155	0,0235	0,1142	—	0,256	75	1133—1148
0,280	10,0		0,995	0,0140		0,1148	—	0,292	76	1149—1161
0,314	10,0		0,995	0,0122		0,1140	—	0,314	72	1077—1091
0,325	9,9		0,98	0,0135		0,1125	0,140	0,320	73	1092—1111
0,360	10,1		1,0	0,0120		0,1142	0,198	0,346	71	1058—1076
0,402	10,0		0,995	0,0120		0,1145	0,176	0,300	70	1037—1057
0,455	10,1		1,0	0,0150		0,1125	0,165	0,298	74	1112—1131
0,233	18,0	17,6	1,02	0,0125	0,024	0,1160	—	0,243	82	1244—1256
0,290	17,8	17,8	1,0	0,0155		0,1137	—	0,286	81	1234—1243
0,320	17,8	17,6	1,01	0,0130		0,1156	0,219	0,421	80	1211—1233
0,358	17,4	17,6	0,99	0,0153		0,1156	0,242	0,377	79	1191—1210
0,395	17,6	17,3	0,982	0,0152		0,1152	0,195	0,386	78	1178—1190
0,426	17,5	17,6	0,995	0,0165		0,1146	0,180	0,355	77	1162—1177
0,471	18,0	17,6	1,02	0,0170		0,1152	—	0,262	83	1257—1268

Profil B

Tabelle 7

$\alpha = 0,268$					$\mu_d = 119$				$\mu_b = 167$		
$\varepsilon$	$\sigma$	$\nu_{d_0}$	$\nu_{b_0}$	$\zeta$	$D_d$	$D_b$	$\varrho$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte
0,2	0,32	10,2	10,4	0,98	0,0138	0,023	0,1146	0,175	0,200	100	1498—1513
	0,36	10,1	10,3	0,98	0,0138	0,023	0,1144	0,191	0,258	101	1514—1530
	0,32	20,0	20,0	1,0	0,0125	0,025	0,1140	—	0,308	90	1362—1373
	0,345	20,0	20,0	1,0	0,0135	0,025	0,1136	—	0,300	93	1397—1409
	0,32	20,0	10,0	2,0	0,0125	0,0236	0,1138	—	0,440	91	1374—1384
	0,345	20,0	10,0	2,0	0,0135	0,0235	0,1128	—	0,404	92	1385—1396
0,3	0,32	10,0	10,0	1,0	0,0125	0,022	0,1135	0,152	0,340	96	1433—1452
	0,36	10,1	10,0	1,01	0,0140	0,022	0,1150	0,192	0,325	97	1453—1473
	0,32	20,0	20,0	1,0	0,0142	0,0225	0,1145	0,277	0,444	84	1270—1289
	0,36	20,6	20,0	1,03	0,0126	0,0225	0,1145	0,259	0,420	85	1290—1307
	0,32	19,6	10,0	1,96	0,0110	0,0235	0,1138	—	0,480	94	1410—1421
	0,36	19,5	10,0	1,95	0,0115	0,0235	0,1140	—	0,430	95	1422—1433
0,4	0,300	10,4	10,4	1,0	0,0116	0,023	0,1132	—	0,313	99	1486—1497
	0,356	10,0	10,0	1,0	0,0126	0,022	0,1148	—	0,252	98	1474—1485
	0,300	20,4	20,0	1,02	0,0112	0,0225	0,1140	—	0,320	86	1308—1321
	0,350	20,3	20,0	1,01	0,0125	0,0225	0,1140	—	0,288	87	1322—1334
	0,300	20,5	10,0	2,05	0,0117	0,0235	0,1140	—	0,425	89	1349—1391
	0,350	20,3	10,0	2,03	0,0125	0,0235	0,1148	—	0,464	88	1335—1348

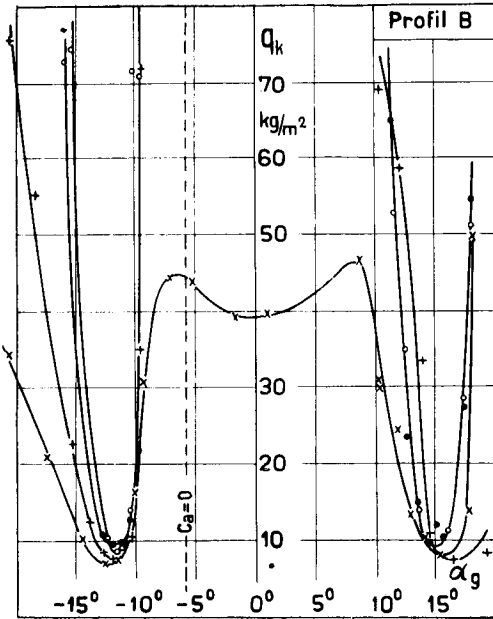


Abb. 34. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\kappa = 0,365$ ;  $\nu_{d_0} = 10$ /sec.  $\sigma = \bullet 0,235$ ;  $\circ 0,280$ ;  $+ 0,314$ ;  $\times 0,325$ .  $\zeta \leq 1$ . (Protokolle 72, 73 u. 75, 76.)

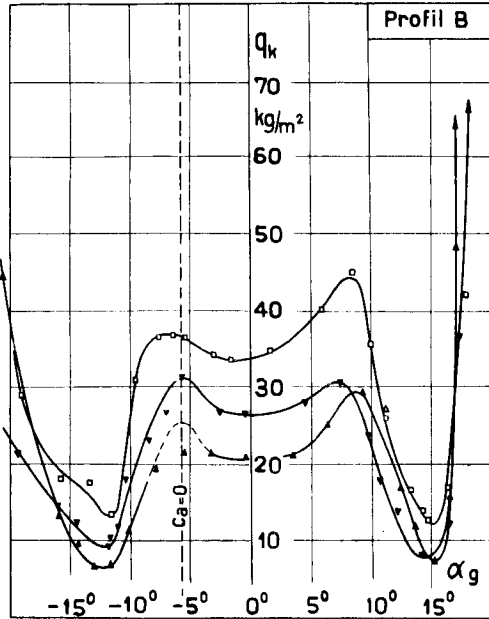


Abb. 35. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\kappa = 0,365$ ;  $\nu_{d_0} = 10$ /sec.  $\sigma = \blacktriangle 0,36$ ;  $\bullet 0,402$ ;  $\square 0,455$ .  $\zeta \leq 1$ . (Protokolle 70, 74 und 71.)

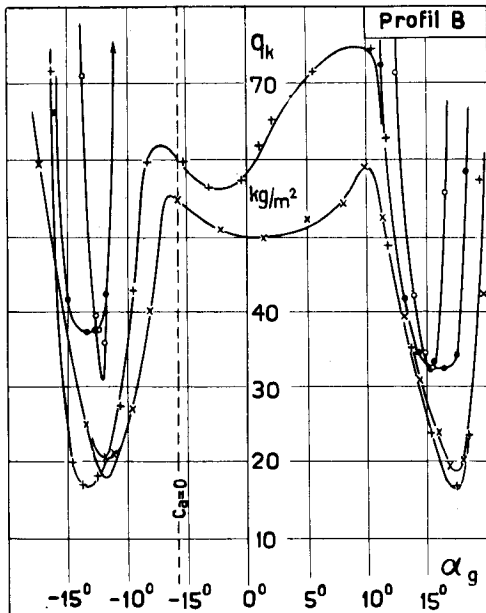


Abb. 36. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\kappa = 0,365$ ;  $\nu_{d_0} = 17,6$ /sec.  $\sigma = \bullet 0,233$ ;  $\circ 0,290$ ;  $+ 0,320$ ;  $\times 0,358$ .  $\zeta \leq 1$ . (Protokolle 79 bis 82.)

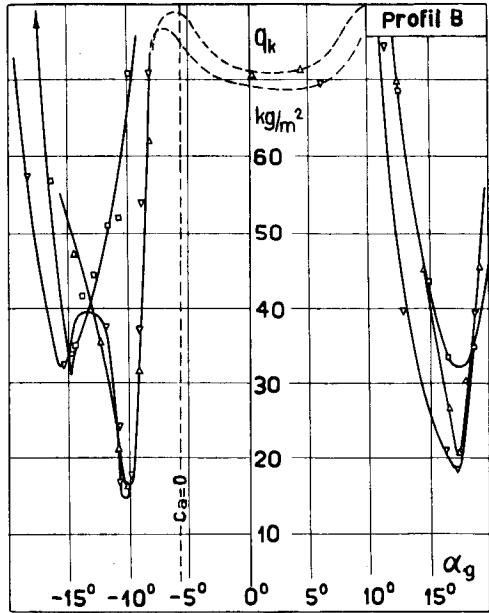


Abb. 37. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\kappa = 0,365$ ;  $\nu_{d_0} = 17,6$ /sec.  $\sigma = \blacktriangle 0,395$ ;  $\bullet 0,426$ ;  $\square 0,471$ .  $\zeta \leq 1$ . (Protokolle 77, 78 und 83.)

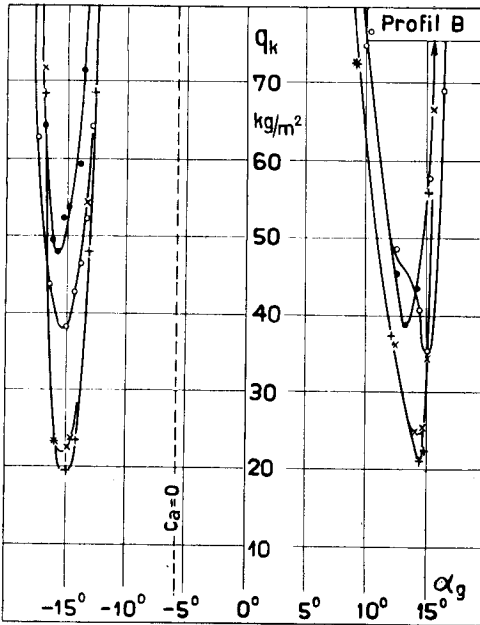


Abb. 38. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,2$ ;  $\nu = 0,268$ ;  $\nu_{d_0} = 20/\text{sec}$ .  
 $\zeta = 1 \left\{ \begin{array}{l} \bullet \sigma = 0,345 \\ \circ \sigma = 0,320 \end{array} \right. \quad \zeta = 2 \left\{ \begin{array}{l} \times \sigma = 0,345 \\ + \sigma = 0,320 \end{array} \right.$   
 (Protokolle 90 bis 93.)

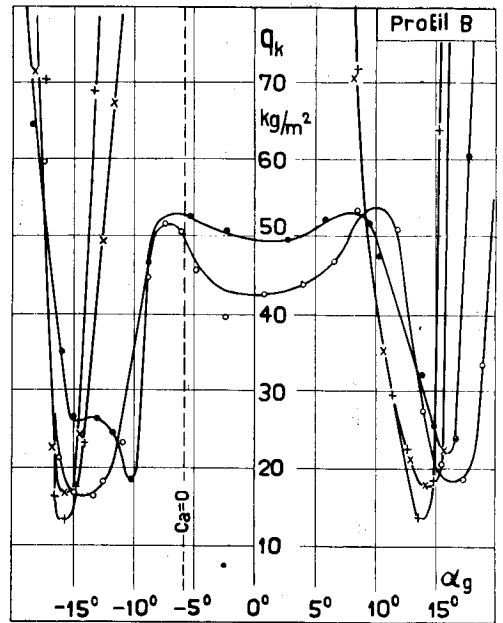


Abb. 39. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\nu = 0,468$ ;  $\nu_{d_0} = 20/\text{sec}$ .  
 $\zeta = 1 \left\{ \begin{array}{l} \bullet \sigma = 0,36 \\ \circ \sigma = 0,32 \end{array} \right. \quad \zeta = 2 \left\{ \begin{array}{l} \times \sigma = 0,36 \\ + \sigma = 0,32 \end{array} \right.$   
 (Protokolle 84, 85 und 94, 95.)

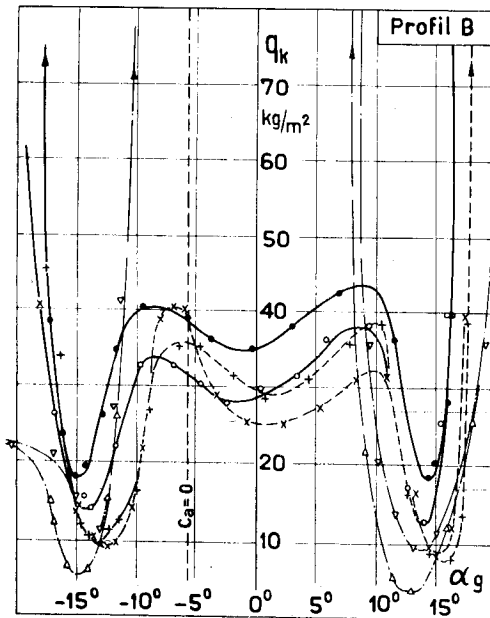


Abb. 40. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\nu = 0,268$ ;  $\zeta = 1$ ;  $\nu_{d_0} = 10/\text{sec}$ .  
 $\varepsilon = 0,2 \left\{ \begin{array}{l} \bullet \sigma = 0,36 \\ \circ \sigma = 0,32 \end{array} \right. \quad \varepsilon = 0,3 \left\{ \begin{array}{l} \times \sigma = 0,367 \\ + \sigma = 0,30 \end{array} \right.$   
 $\varepsilon = 0,4 \left\{ \begin{array}{l} \nabla \sigma = 0,356 \\ \Delta \sigma = 0,300 \end{array} \right.$   
 (Protokolle 96 bis 101.)

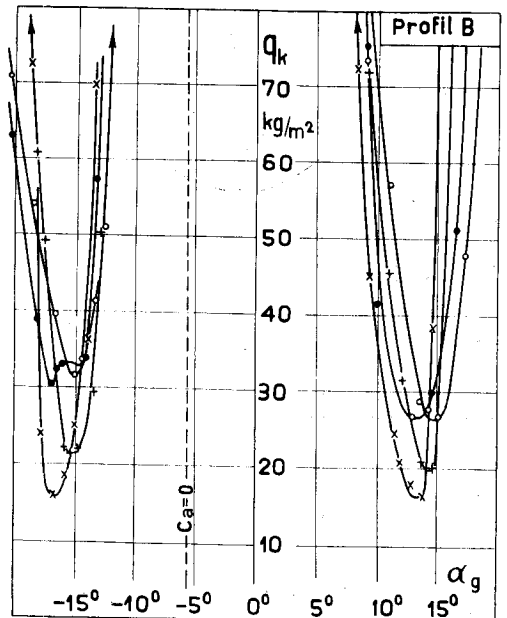


Abb. 41. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\nu = 0,268$ ;  $\nu_{d_0} = 20/\text{sec}$ .  
 $\zeta = 1 \left\{ \begin{array}{l} \bullet \sigma = 0,356 \\ \circ \sigma = 0,300 \end{array} \right. \quad \zeta = 2 \left\{ \begin{array}{l} \times \sigma = 0,350 \\ + \sigma = 0,300 \end{array} \right.$   
 (Protokolle 86 bis 89.)

für die B-Schwingungen die Kurven analog wie beim Profil A verlaufen: von einem Minimum, das in der Gegend des Anstellwinkels  $0^\circ$  liegt, zunächst ansteigend bis zur Abreißgrenze, wo ein steiler Abfall eintritt.

Die Abreißwinkel liegen bei diesem Profil bei  $\alpha_g = -15^\circ$  und  $+14^\circ$ , die A-Schwingung tritt in der Nähe dieser Werte auf und hat bei beiden Winkeln ungefähr den gleichen minimalen kritischen Staudruck.

Bei vorn liegendem Schwerpunkt, bei bestimmten Lagen der Drehachse und vor allem bei hoher Drehfrequenz konnten bis zu dem höchsten erreichbaren Staudruck von etwa  $75 \text{ kg/m}^2$  keine B-Schwingungen mehr beobachtet werden, die A-Schwingung war hingegen immer festzustellen.

#### 4. Profil C.

Auch das Profil C (Gött. 535) wurde im vollständig geschlossenen Strahl untersucht. Hier wurde die Drehfrequenz  $\nu_{d0}$  von 5 bis 22/sec gesteigert, bei einem Frequenzverhältnis  $\xi \sim 2$ . Die Drehachse lag in 30 und 40 % der Flügeltiefe. Jede Messung wurde mit vollständig ausgeschalteter Biegefreiheit, also für reine Drehschwingungen, wiederholt. Die Meßreihen sind in der Übersichtstabelle 8 zusammengestellt und in den Abb. 42 bis 45 aufgetragen.

Profil C

Tabelle 8

$\sigma = 0,35$			$\alpha = 0,22$				$\mu_d = 127: \mu_b = 176$				
$\varepsilon$	$\nu_{d0}$	$\nu_{b0}$	$\xi$	$D_d$	$D_b$	$\varrho$	$\omega_0$	$\omega_k$	Prot. No.	Meßpunkte	
0,3	8,0	4,3	1,9	0,0195	—	0,1140	0,125	0,510	108	1609—1629	
	8,0	*		0,0190	—	0,1140		0,531	109	1630—1649	
	12,0	6,1	1,97	0,0131	0,020	0,1172	—	0,344	102	1521—1547	
	12,0	*		0,0131		0,1166		0,415	103	1548—1557	
	15,5	7,8	1,99	0,0118	0,019	0,1158	—	0,387	104	1558 1572 1583—1585	
	15,5	*		0,0118		0,1150		0,498	105	1573—1582	
	18,0	9,0	2,0	0,0128	0,019	0,1148	—	0,380	110	1642—1654	
	18,0	*		0,0128		0,1138		0,401	111	1655—1662	
	22,5	11,3	1,99	0,0118	0,017	0,1162	—	0,375	106	1586—1598	
	22,5	*		0,0118		0,1162		0,374	107	1599—1608	
	0,4	7,8	3,9	2,0	0,0128	—	0,1134	—	0,232	116	1710—1714
		7,8	*		0,0128	—	0,1134		0,356	117	1715—1728
		11,3	5,8	1,95	0,0106	0,026	0,1140	—	0,420	120	1751—1763
11,3		*	0,0100		0,1145		0,640		121	1764—1775	
14,4		7,3	1,97	0,0123	0,0195	0,1137	—	0,410	114	1688—1696	
14,4		*		0,0128		0,1136		1,110	115	1697—1709	
17,5		8,9	1,97	0,0150	0,025	0,1153	—	0,375	112	1663—1675	
17,5		*		0,0150		0,1152		0,408	113	1676—1687	
22,5		11,3	1,99	0,0116	0,021	0,1137	—	0,370	118	1729—1737	
22,5		*		0,0116		0,1136		0,410	119	1738—1756	

\* bedeutet  $\nu_{b0} = \infty$ , d. h. reine Drehschwingung.

Der Charakter der Kurven  $q_k = f(\alpha_g)$  ist beim Profil C wieder gleich wie bei den beiden andern Profilen: es treten in der Nähe der Abreißgrenzen sehr tiefe Minima auf, die bei diesem dicken und stark gewölbten Profil noch tiefer

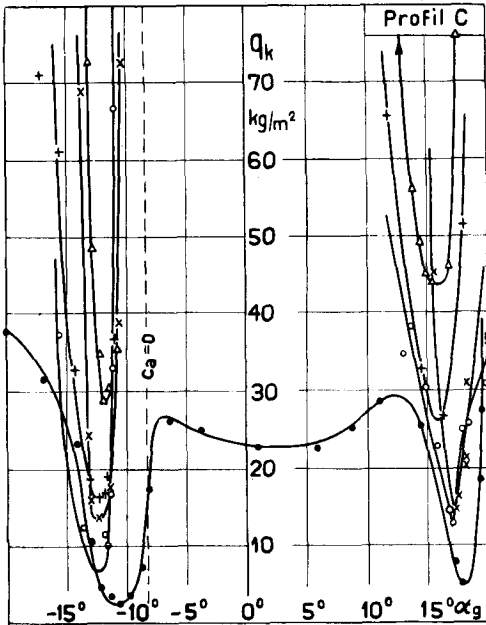


Abb. 42. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\sigma = 0,35$ ;  $\kappa = 0,22$ ;  $\zeta \leq 2$ .  $\nu_{d_0} = \bullet 8,8$ ;  $\circ 12,0$ ;  $\times 15,5$ ;  $+ 18,0$ ;  $\Delta 22,5$ /sec. (Protokolle 102, 104, 106, 108 und 110.)

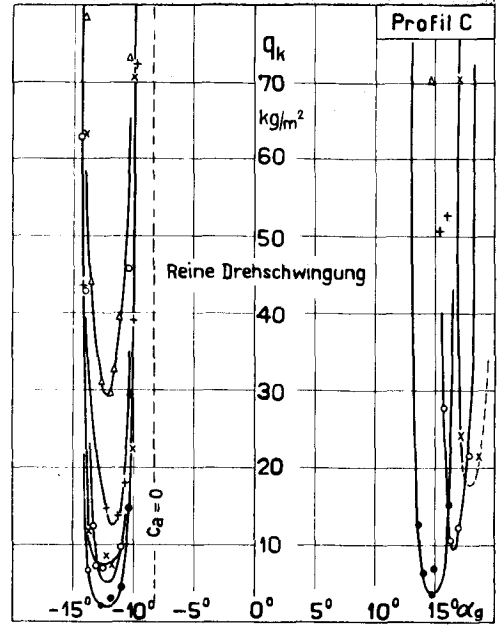


Abb. 43. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,3$ ;  $\sigma = 0,35$ ;  $\kappa = 0,22$ ;  $\zeta \leq 2$ .  $\nu_{d_0} = \bullet 8,8$ ;  $\circ 12,0$ ;  $\times 15,5$ ;  $+ 18,0$ ;  $\Delta 22,5$ /sec. (Protokolle 103, 105, 107, 109 und 111.)

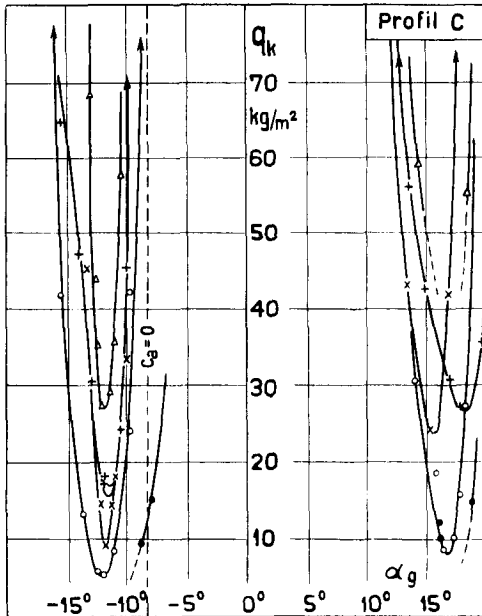


Abb. 44. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,35$ ;  $\kappa = 0,22$ ;  $\zeta \leq 2$ .  $\nu_{d_0} = \bullet 7,8$ ;  $\circ 11,3$ ;  $\times 14,4$ ;  $+ 17,5$ ;  $\Delta 22,5$ /sec. (Protokolle 112, 114, 116, 118 und 120.)

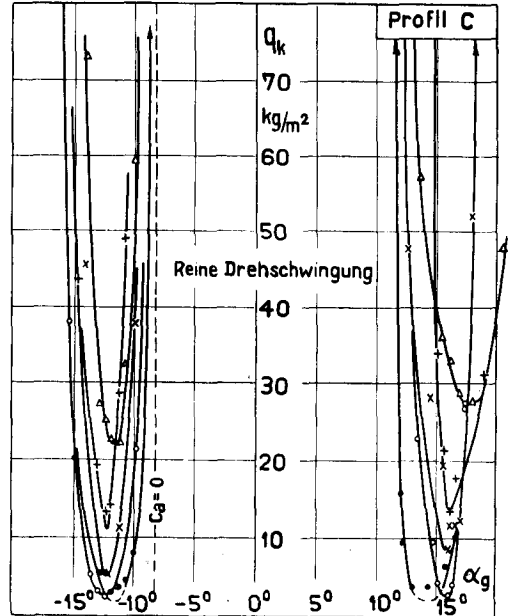


Abb. 45. Kritischer Staudruck  $q_k$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$ .  $\varepsilon = 0,4$ ;  $\sigma = 0,35$ ;  $\kappa = 0,22$ ;  $\zeta \leq 2$ .  $\nu_{d_0} = \bullet 7,8$ ;  $\circ 11,3$ ;  $\times 14,4$ ;  $+ 17,5$ ;  $\Delta 22,5$ /sec. (Protokolle 113, 115, 117, 119 und 121.)



liegen wie unter ähnlichen Verhältnissen bei den Profilen *A* und *B*. B-Schwingungen konnten nur in einem Falle beobachtet werden, in allen andern Fällen lag die kritische Geschwindigkeit derselben oberhalb des maximalen erreichbaren Wertes. Der kleinste kritische Staudruck der A-Schwingungen ist hier bei negativen Winkeln kleiner als bei positiven.

Auch hier waren für einen Freiheitsgrad nur A-Schwingungen feststellbar. Der minimale kritische Staudruck ist wieder etwas tiefer bei reiner Dreh-schwingung als für A-Schwingungen mit Biege- und Drehbeweglichkeit.

### 5. Einfluß der Anregungsgröße.

Wie wir bereits früher gesehen haben, ist es notwendig, bei Schwingungsversuchen zur Einleitung einer Instabilität eine kleine Störung anzubringen, die bei den vorliegenden Versuchen durchwegs  $2^\circ$  betrug. Die Grenze der Selbstanregung von Schwingungen ist von zufälligen Störungen im Luftstrom abhängig und liegt im allgemeinen höher als bei Erteilung einer kleinen Anregung. In der Natur sind Anregungen durch Böen, durch Resonanz mit dem Triebwerk usw. durchaus möglich, sodaß die mit einer kleinen Störung erhaltenen Werte auch eher im praktisch wichtigen Gebiete liegen. Die Anbringung einer kleinen Störung wird bei Stabilitätsuntersuchungen oft verwendet.

Eine Meßreihe, deren Ergebnisse in den Abb. 46 und 47 dargestellt sind, gibt Aufschluß über den Einfluß der Anregungsgröße  $\varphi_a$ , das heißt der anfänglich erteilten Winkelanregung, auf den kritischen Staudruck  $q_k$ . Die Untersuchung wurde mit dem Profil *A* durchgeführt und zwar für die Werte  $\varepsilon = 0,3$  und  $0,4$ , sowie  $\zeta = 1$  und  $1,5$  und für eine Anzahl verschiedener Anstellwinkel. Es geht daraus deutlich hervor, daß der Staudruck für Selbstanregung meist höher liegt als für eine wenn auch kleine Anregung und daß die Kurven sich einer bestimmten Grenze nähern. Dies ist besonders ausgeprägt bei stationären Schwingungen (*s*), wo der Staudruck für Anregungen von  $\varphi_a = 2$  bis  $5^\circ$  angenähert konstant ist, während mit zunehmendem Inkrement (römische Zahlen) die Kurven steiler werden. An der rechten Seite der Diagramme ist als Grenzwert derjenige Staudruck eingetragen, bei welchem die Schwingungen jeweils aufhörten. Die Angaben über das Inkrement beziehen sich auf die Anregung von  $2^\circ$ ; das Inkrement nimmt im allgemeinen mit wachsender Anregungsgröße etwas ab.

Diese Untersuchung zeigt, daß die in diesen Versuchen bestimmten Werte  $q_k$  einen Grenzwert darstellen, sofern es sich um Schwingungen mit gleichbleibenden Amplituden handelt. Bei sehr heftigen Instabilitäten sind bei entsprechender Vergrößerung der Anregung noch tiefere kritische Werte möglich; immerhin liegt das verwendete Kriterium im Bereich praktisch möglicher Werte und gibt reproduzierbare kritische Staudrücke.

### 6. Zusammenfassung der Ergebnisse und Besprechung der verschiedenen Einflüsse.

a) *Einfluß des Anstellwinkels.* Die vorliegenden Versuche ergaben einen überraschend großen Einfluß des Anstellwinkels auf die kritische Geschwindigkeit eines elastischen Flügels. Der unter allen Verhältnissen gleichbleibende, charakteristische Verlauf der Kurven  $q_k = f(\alpha)$  konnte in insgesamt über 130

Fällen beobachtet werden. Es sind deutlich zwei verschiedene Schwingungsformen zu unterscheiden, die B-Schwingung (Birnbaum-Schwingung), wie wir sie genannt haben, die bei vollständig anliegender Strömung auftritt und die Abreißschwingung (A-Schwingung), die eintritt, wenn die Strömung am Profil während einer Periode abwechslungsweise anliegt und abreißt. Im nächsten Kapitel werden anhand verschiedener Beobachtungen Betrachtungen über die physikalischen Ursachen der A-Schwingungen angestellt.

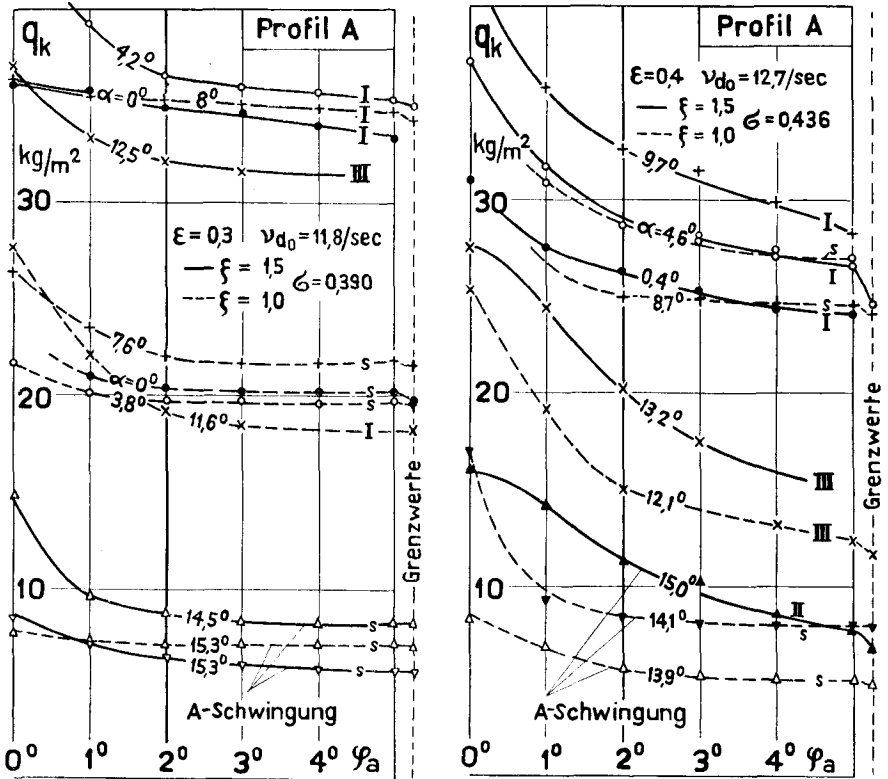


Abb. 46 und 47. Einfluß der Anregungsgröße  $\varphi_a$  auf den kritischen Staudruck  $q_k$  für die Achslagen  $\epsilon = 0,3$  und  $0,4$ . Der Grenzwert des Staudruckes, bei welchem die Schwingung jeweils aufhörte, ist am äußeren Rande der Diagramme eingetragen. Die römischen Zahlen bedeuten den Grad des Inkrementses, „s“ bedeutet, daß es sich um eine stationäre Schwingung handelt.

Der Einfluß des Anstellwinkels kann zusammenfassend wie folgt beschrieben werden: der kritische Staudruck eines elastischen Flügels steigt, ausgehend von kleinen Anstellwinkeln, mit zunehmendem Winkel (positiv oder negativ) zunächst mehr oder weniger stark an. In der Nähe des stationären Abreißwinkels fällt der kritische Staudruck innerhalb eines kleinen Bereichs auf einen Wert, der je nach den Umständen nur einen Bruchteil des kritischen Staudruckes bei anliegender Strömung beträgt, um hierauf wieder mehr oder weniger stark zuzunehmen. Eine Ausnahme ergibt das Frequenzverhältnis  $\zeta = 1$ , bei welchem der kritische Wert bei anliegender Strömung zunächst langsam, bei

abgelöster Strömung dann schneller fällt. Die Breite des Gebietes, innerhalb welchem A-Schwingungen auftreten, nimmt bei nach hinten rückender Drehachse zu. — Weitere Aussagen über den Einfluß des Anstellwinkels finden sich auf Seite 60.

b) *Einfluß der Profilform.* Ein Vergleich der Resultate für die drei untersuchten Profile zeigt, daß der Mindestwert des kritischen Staudruckes — unter ungefähr gleichen Verhältnissen — beim symmetrischen Profil *A* größer als bei dem dünnen und schwach gewölbten Profil *B*, jedoch am kleinsten bei dem dicken, stark gewölbten Profil *C* ist. Es geht daraus hervor, daß Profildicke und -wölbung von Einfluß auf die kritische Geschwindigkeit sind. Der  $q_k$ - $\alpha$ -Verlauf stimmt jedoch bei allen Profilen in den allgemeinen Zügen überein.

c) *Einfluß der Schwerpunktslage.* Mit dem Profil *B* wurden zwei Meßreihen mit verschiedenen Lagen des Schwerpunktes durchgeführt, deren Ergebnis in Abb. 48 dargestellt ist. Es zeigt sich, daß die B-Schwingungen (ausgezogene Kurven) stark von der Schwerpunktslage  $\sigma$  abhängig sind, indem der kritische Staudruck bei Vorrücken der Schwerachse steigt und asymptotisch an den Wert  $\sigma = \varepsilon$  verläuft. Auch bei weit hinten liegendem Schwerpunkt steigt  $q_k$  wieder etwas an. Dieser Verlauf ist in guter Übereinstimmung mit dem von Birnbaum vorausgesagten. *Birnbaum* [1] wies nach, daß für verschwindende Massenkopplung, also für  $\sigma = \varepsilon$ , keine Instabilität auftreten könne. Andererseits ist für große Kopplung, für die  $\sigma - \varepsilon$  ein Maß darstellt, eine Phasenverschiebung zu erwarten, die nur eine geringe Energieaufnahme aus der Luft ermöglicht. Eine bestimmte Kopplung, d. h. ein bestimmter Wert  $\sigma - \varepsilon$ , gibt demnach eine maximale Anfachung, also eine minimale kritische Geschwindigkeit, was durch diese Versuche auch erwiesen ist.

Zum Vergleich mit den Messungen ist in Abb. 48 für  $v_{d0} = 10/\text{sec}$  die nach der Theorie von *Küssner* [1] berechnete Kurve  $q_k = f(\sigma)$  eingetragen; sie verläuft asymptotisch an den Wert  $\sigma = 0,25$ , da *Küssner* den Druckpunkt als Drehachse annahm. Diese Werte sind durchwegs kleiner als die gemessenen, die Kurve ist mit der gemessenen und mit dem von Birnbaum vorausgesagten Verlauf schwer in Übereinstimmung zu bringen.

Einen wesentlich geringern Einfluß hat die Schwerpunktslage auf die A-Schwingungen, immerhin sind auch da Unterschiede im kritischen Staudruck von 30 bis 50 % festzustellen, je nach der Größe der Drehfrequenz. Das Maß der Massenkopplung scheint auch hier von Einfluß zu sein.

Vor allem aber ist zu sehen, daß auch bei weit vorn liegender Schwerachse noch A-Schwingungen auftreten können, während B-Schwingungen, in Übereinstimmung mit der Theorie, dort nicht mehr möglich sind.

d) *Einfluß der Lage der elastischen Achse.* Ebenfalls mit dem Profil *B* wurden einige Meßreihen zur Untersuchung des Einflusses der Achslage  $\varepsilon$  auf den kritischen Staudruck  $q_k$  durchgeführt. Dabei wurden je zwei verschiedene Drehfrequenzen und Frequenzverhältnisse berücksichtigt. Die Versuchsanordnung ließ nur eine unabhängige Variation der Achslage für die Werte  $\varepsilon = 0,2$ ,  $0,3$  und  $0,4$  zu, die Kurven in Abb. 49 sind deshalb auf Grund von drei Meßpunkten eingetragen. Für die B-Schwingung konnten nur zwei Punkte erhalten werden, da die Achslage  $\varepsilon = 0,4$ , in Übereinstimmung mit dem unter c) Gesagten ( $\sigma - \varepsilon < 0$ ), überhaupt keine solche ergab. Es ist aus der Tabelle 7

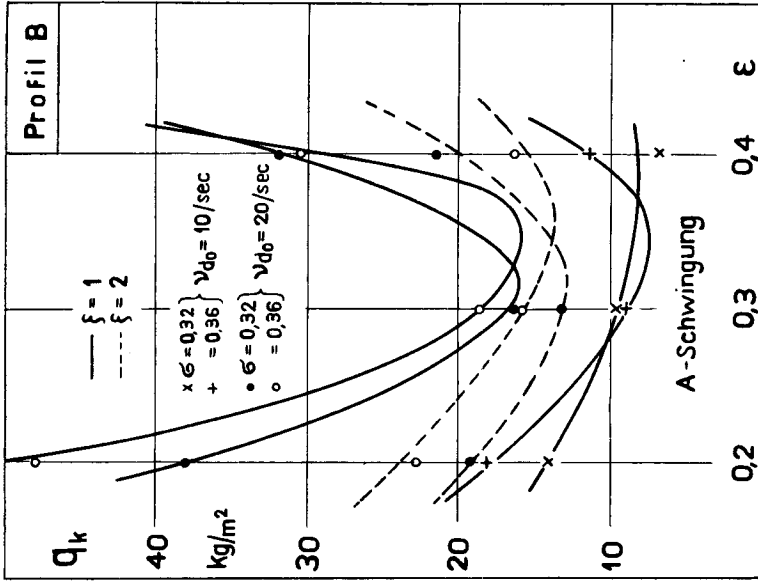


Abb. 49. Abhängigkeit des kritischen Staudruckes  $q_k$  von der Lage  $\epsilon$  der elastischen Achse für das Profil B.

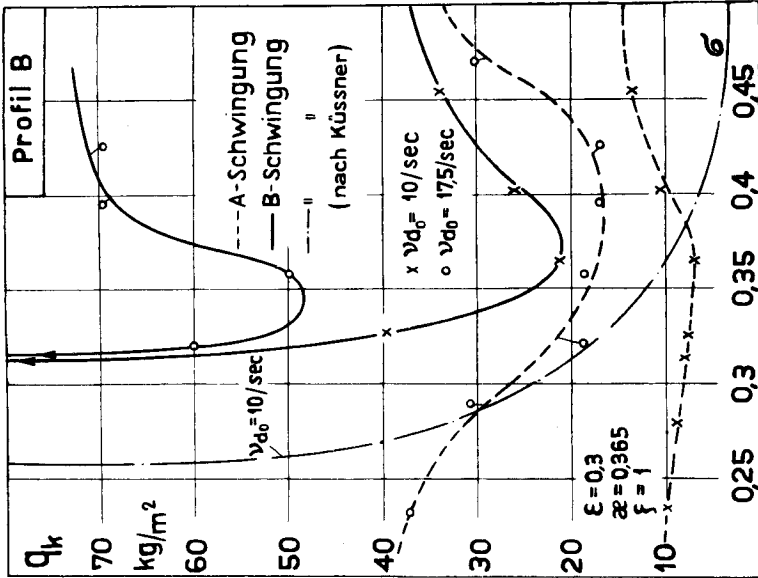


Abb. 48. Einfluß der Schwerpunktlage  $\sigma$  auf den kritischen Staudruck  $q_k$ , gemessen mit Profil B. Zum Vergleich ist der Verlauf von  $q_k$  für  $\nu_{d0} = 10/\text{sec}$  nach Küssner (1) eingetragen.

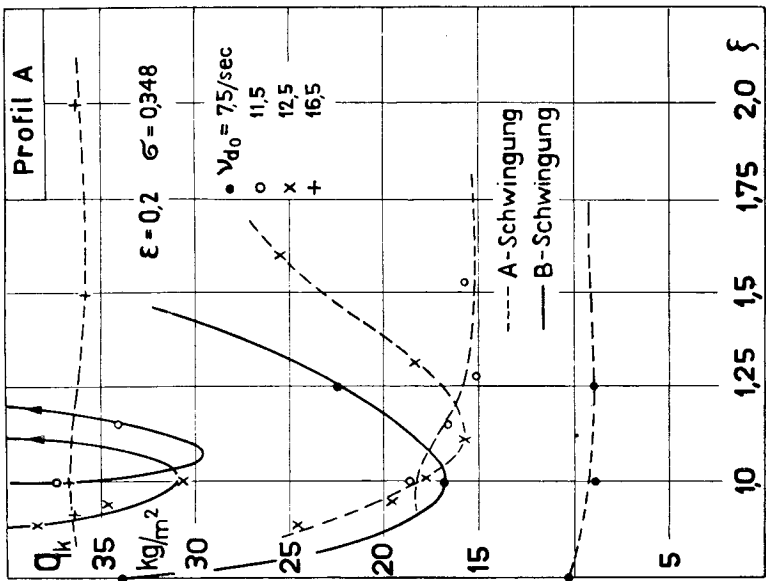
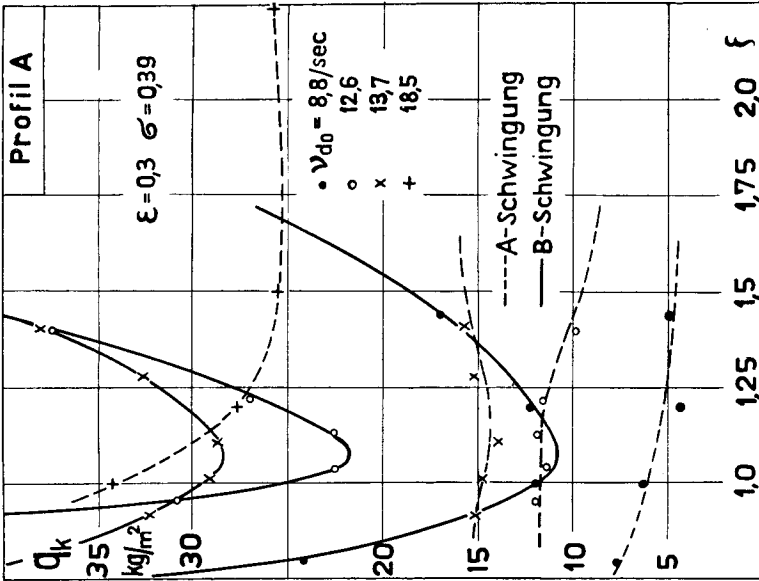


Abb. 50 und 51. Einfluß des Frequenzverhältnisses  $\zeta$  auf den kritischen Staudruck  $q_k$  für das Profil A.  
 Links:  $\epsilon = 0,2$ . Rechts:  $\epsilon = 0,3$ .

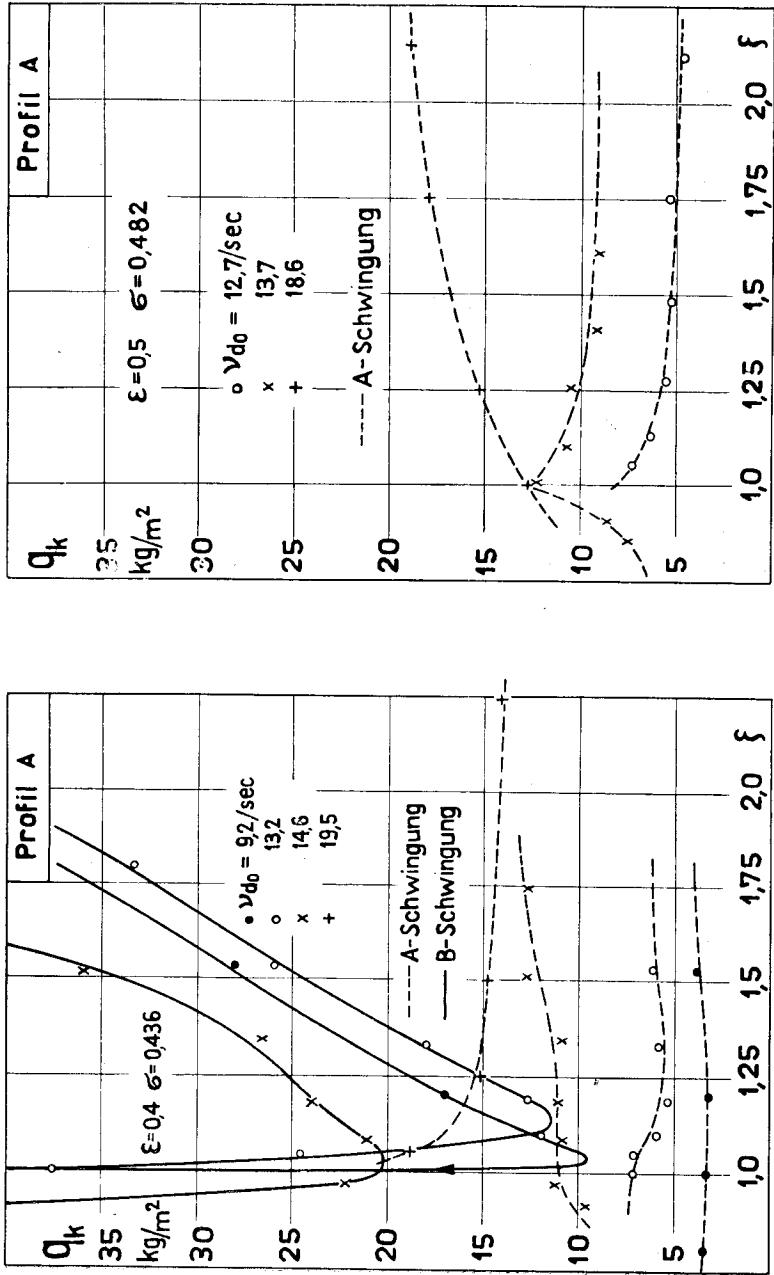


Abb. 52 und 53. Einfluß des Frequenzverhältnisses  $\xi$  auf den kritischen Staudruck  $q_k$  für das Profil A.  
 Links:  $\epsilon = 0.2$ . Rechts:  $\epsilon = 0.3$ .

zu sehen, daß eine Verschiebung der elastischen Achse von  $\varepsilon = 0,3$  nach  $0,2$  den kritischen Staudruck für die B-Schwingung um 10—35 % erhöht, je nachdem ob die Schwerachse in 36 oder 32 % der Flügeltiefe liegt.

Für die A-Schwingung sind die Kurven  $q_k = f(\varepsilon)$  in Abb. 49 aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, daß eine bestimmte Achslage die ungünstigsten Werte ergibt, nämlich dann, wenn die Massenkopplung verschwindet. Es ist dies ebenfalls verständlich. Nach *Birnbaum* [1] haftet der Phasenwinkel bei fehlender Massenkopplung an der Gegend von  $0^\circ$ , was, wie wir noch sehen werden, für A-Schwingungen eine große Anfachung ergibt.

Ein Verschieben wie eine Rückwärtsverlegung der elastischen Achse ist hier günstig, indem der kritische Staudruck dann zunimmt. Die Abb. 49 läßt

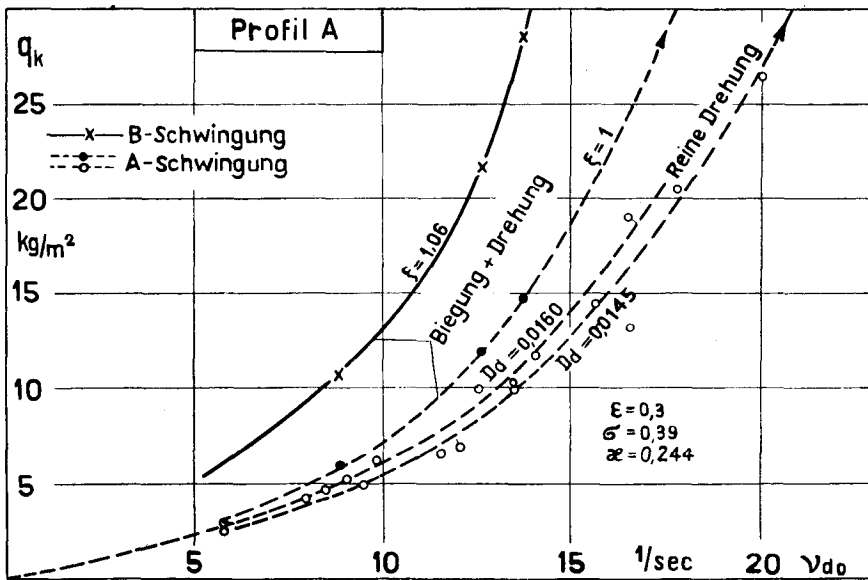


Abb. 54. Abhängigkeit des kritischen Staudruckes  $q_k$  von der Dreieigenfrequenz  $\nu_{d_0}$  für das Profil A.

ferner erkennen, daß auch die Erhöhung der Drehfrequenz günstig ist und daß das Frequenzverhältnis  $\zeta = 2$  etwas tiefere Werte ergibt als  $\zeta = 1$ .

Die Ergebnisse der Messungen mit dem Profil A sind scheinbar mit dem soeben Gesagten in Widerspruch, indem dort der kritische Staudruck mit zunehmendem Achsabstand abnimmt. In jenem Falle war aber mit der Achsverschiebung eine Änderung der Schwerachse, des Trägheitsmomentes und der Frequenz verbunden, weshalb aus jenen Resultaten nicht ohne weiteres auf den Einfluß der Achslage geschlossen werden darf.

e) *Einfluß des Frequenzverhältnisses*  $\zeta = \nu_{d_0}/\nu_{b_0}$ . Alle mit dem Profil A durchgeführten Messungen geben ein Bild über die Abhängigkeit des kritischen Staudruckes  $q_k$  von dem Frequenzverhältnis  $\zeta$ . Die Abb. 50 bis 53 enthalten die diesbezüglichen Ergebnisse:  $q_k = f(\zeta)$ . Die ausgezogenen Kurven gelten für die B-Schwingungen ( $\alpha = 0^\circ$ ), die gestrichelten Kurven für die A-Schwingungen, mit den minimalen Werten des kritischen Staudruckes.

Sehr auffallend ist der Umstand, daß das Frequenzverhältnis  $\zeta = 1$  für B-Schwingungen den tiefsten kritischen Staudruck aufweist, was in guter Übereinstimmung mit verschiedenen Theorien ist. *Birnbaum* [1] und *Blenk-Liebers* [3] haben erstmals darauf hingewiesen, daß der Fall abgestimmter Frequenzen eine maximale Anfachung ergeben müsse. Die Minima liegen bei den gemessenen Kurven nicht immer bei  $\zeta = 1$ , sondern zwischen den Werten  $\zeta = 1,05$  und  $1,1$ .

Bei A-Schwingungen hat das Frequenzverhältnis dagegen nur einen geringen Einfluß auf den kritischen Staudruck. In vielen Fällen gibt  $\zeta = 1$  noch etwas höhere Werte. Im allgemeinen verlaufen diese Kurven aber konstant über dem Frequenzverhältnis.

Es kann daraus der Schluß gezogen werden, daß die Wahl der gegenseitigen Lage der Frequenzen auf die Entstehung von B-Schwingungen von großem Einfluß ist, die A-Schwingungen hingegen nur wenig beeinflußt.

f) *Einfluß der Drehfrequenz.* Mit den Profilen A und C wurden Meßreihen durchgeführt, die sich über einen größeren Bereich der Drehfrequenz erstreckten und den Einfluß derselben gut erkennen lassen.

In der Abb. 54 ist für das Profil A die Abhängigkeit  $q_k = f(\nu_{d0})$  dargestellt. Die Kurven haben einen angenähert parabolischen Verlauf, der kritische Staudruck  $q_k$  steigt ungefähr mit dem Quadrat der Drehfrequenz, die kritische Geschwindigkeit also etwa linear mit derselben. Die folgende Tabelle enthält die für diese Kurven ermittelten Gesetze.

Profil A	$\varepsilon = 0,3$	$\sigma = 0,39$	$\alpha = 0,244$
B-Schwingung mit anliegender Strömung, ungünstigster Fall: $\zeta = 1,06$			$q_k = 0,048 \nu_{d0}^{2,45}$
A-Schwingung mit Biege- und Drehfreiheit		$\zeta = 1$	$q_k = 0,033 \nu_{d0}^{2,40}$
A-Schwingung, reine Drehschwingung		$D_d = 0,0145$	$q_k = 0,035 \nu_{d0}^{2,25}$

Analog ist in der Abb. 55 der Verlauf des kritischen Staudruckes über der Dreheigenfrequenz  $\nu_{d0}$ , gemessen mit Profil C, für A-Schwingungen mit einem und mit zwei Freiheitsgraden aufgetragen. Die Kurven haben den gleichen Charakter, wie diejenigen der Abb. 54. Die Gesetze derselben gehen aus der folgenden Tabelle hervor:

Profil C	$\varepsilon = 0,4$	$\sigma = 0,35$	$\alpha = 0,22$
A-Schwingung mit zwei Freiheitsgraden	$\zeta = 2,$	$q_k = 0,020 \nu_{d0}^{2,35}$	
A-Schwingung mit einem Freiheitsgrade			$q_k = 0,004 \nu_{d0}^{2,75}$

Die beiden Abbildungen 54 und 55 sowie die obenstehenden Tabellen zeigen deutlich, daß die kritische Geschwindigkeit etwas stärker als mit der ersten Potenz der Drehfrequenz  $\nu_{d0}$  zunimmt. Der Versuch bestätigt auch hier die Voraussage verschiedener Theorien, wie beispielsweise derjenigen von *Blenk*



und *Liebers* [3], die eine *lineare Abhängigkeit* angaben. Auch die Versuche von *Essers-Kober* [1] haben ähnliche Resultate gezeigt.

Bei der B-Schwingung ist der Exponent von  $v_{d0}$  größer als bei A-Schwingungen mit Biege- und Drehfreiheit. Die reine Drehschwingung ergibt aber in beiden Meßreihen den tiefsten Wert der kritischen Geschwindigkeit, ein Umstand, auf den wir noch zurückkommen werden.

Die Profilform scheint von einigem Einfluß zu sein, da das dicke, gewölbte Profil C durchwegs kleinere Werte  $q_k$  aufweist als das symmetrische Profil A. Die Achslage  $\varepsilon = 0,4$  ist etwas ungünstiger als  $\varepsilon = 0,3$  (Abb. 55).

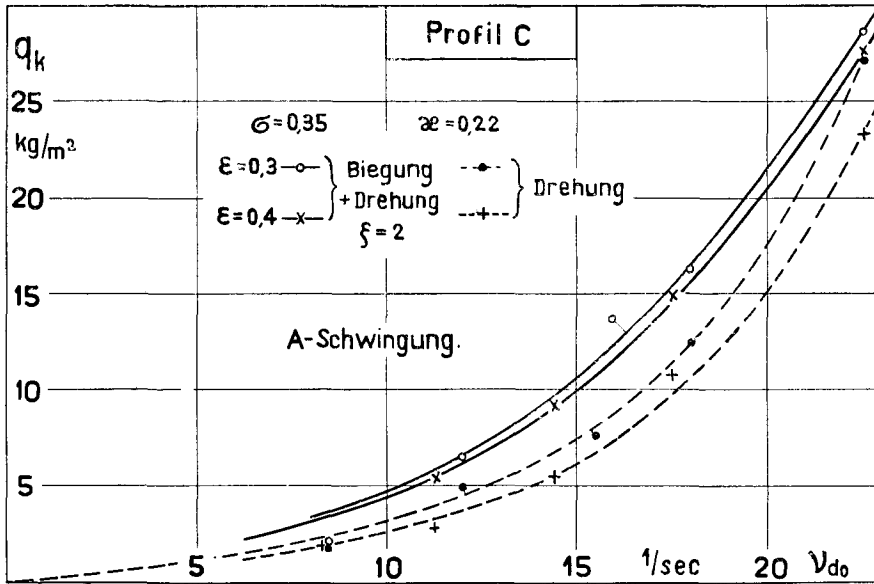


Abb. 55. Abhängigkeit des kritischen Staudruckes  $q_k$  von der Dreheigenfrequenz  $\nu_{d0}$  für das Profil C.

g) *Reduzierte Frequenz.* In Schwingungsrechnungen, statistischen Untersuchungen und vor allem in Vorschriften wird neuerdings die von *Birnbaum* [1] eingeführte dimensionslose Kennziffer, die sogenannte reduzierte Frequenz  $\omega$ , viel verwendet. Es ist dies das  $\pi$ -fache Verhältnis der Flügeltiefe  $t$  zur Wellenlänge  $v/\nu$  der Schwingung:

$$\omega = \pi \frac{\nu \cdot t}{v_k}$$

Als Bezugsgeschwindigkeit wird die kritische Geschwindigkeit  $v_k$  herangezogen.

Für die vorliegenden Versuche werden in den Übersichtstabellen 1 bis 8 je zwei Werte der reduzierten Frequenz pro Meßreihe angegeben, denen die gemessene Frequenz zu Grunde liegt:

$\omega_k$  bezieht sich auf die kleinste kritische Geschwindigkeit der A-Schwingung bei *negativen* Anstellwinkeln.

$\omega_0$  bezieht sich auf die kritische Geschwindigkeit für B-Schwingungen, gemessen beim Anstellwinkel  $0^\circ$ .

Der Wert  $\omega_0$  ist in den Tabellen soweit enthalten, als B-Schwingungen festgestellt werden konnten. Die eingeklammerten Zahlen bedeuten, daß die Frequenz  $\nu$  aus zwei benachbarten Werten interpoliert wurde.

In Abb. 56 ist ein Beispiel des Verlaufs der reduzierten Frequenz in Funktion des Frequenzverhältnisses  $\zeta$  dargestellt, gemessen mit dem Profil A. Die Daten sind aus der Abbildung ersichtlich. Die A-Schwingung liefert die höhern Werte  $\omega$  als die B-Schwingung. Während die Werte  $\omega_k$  weniger vom Verhältnis  $\zeta$  abhängig sind, zeigt  $\omega_0$  in der Nähe von  $\zeta = 1$  ein Maximum, was einem Minimum der kritischen Geschwindigkeit entspricht. Der Verlauf ist bei andern Achslagen analog wie in Abb. 56 (Tabellen 1, 2 und 4).

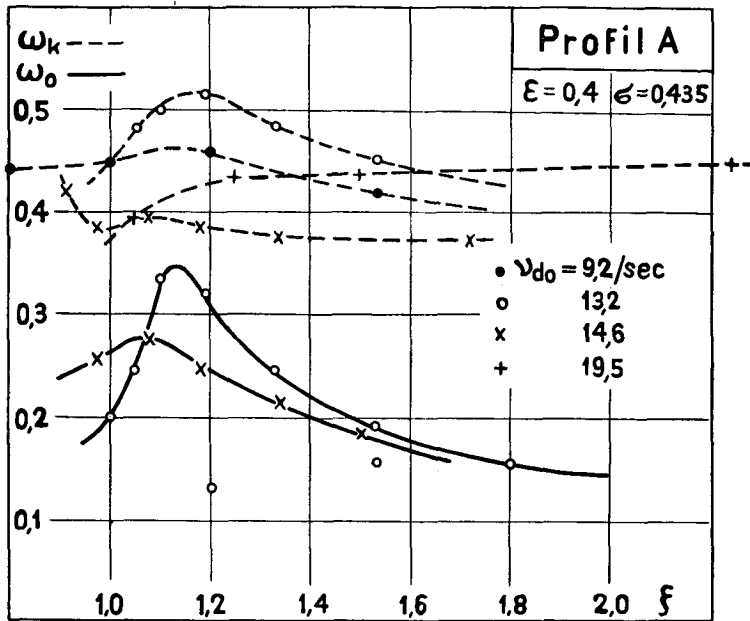


Abb. 56. Reduzierte Frequenz  $\omega_0$  (B-Schwingung) und  $\omega_k$  (A-Schwingung) in Funktion des Frequenzverhältnisses  $\zeta$ .

In Abhängigkeit von der Drehfrequenz streuen die Werte bei kleinen Frequenzen stark, nähern sich aber mit steigendem  $\nu_{d0}$  dem Grenzwert  $\omega = 0,4$  (Tabellen 5 und 8). Aus Tabelle 6 ist zu ersehen, daß die reduzierte Frequenz auch von der Lage der Schwerachse beeinflusst ist, indem  $\omega_k$  und  $\omega_0$  bei einer Schwerpunktslage von etwa  $\sigma = 0,35$  ein Maximum aufweisen. Auch die Lage der Drehachse ist von Einfluß. Tabelle 7 zeigt, daß für  $\epsilon = 0,3$   $\omega_k$  einen Größtwert hat.

Die reduzierte Frequenz für die A-Schwingung  $\omega_k$  ist bei den vorliegenden Versuchen durchwegs größer als bei Schwingungen mit anliegender Strömung ( $\omega_0$ ). Die hier gemessenen  $\omega$ -Werte sind kleiner als die aus der Erfahrung bekannten (Küssner [2]). Sie dürfen nicht mit denselben direkt verglichen werden, da die verwendeten Versuchsflügel relativ schwer sind und deshalb keine genaue dynamische Ähnlichkeit mit wirklichen Flugzeugflügeln aufweisen.

h) *Einfluß der Dämpfung.* Die Abb. 54 gibt einen Anhaltspunkt über die Wirkung der Dämpfung auf den kritischen Staudruck  $q_k$ , die hier nicht systematisch untersucht wurde. Bei der Untersuchung der reinen Drehschwingungen mit Profil A wurden eine Anzahl Messungen durchgeführt, die verschiedene Dämpfungswerte aufwiesen. In der Abb. 54 sind die interpolierten Kurven für die Dämpfungswerte  $D_d = 0,0145$  und  $0,0160$  eingezeichnet. Danach ergibt eine Erhöhung der Dämpfung um 10 % eine proportionale Erhöhung des kritischen Staudruckes, die kritische Geschwindigkeit steigt in diesem Falle ungefähr proportional mit der Wurzel aus dem Dämpfungsmaß.

i) *Inkrement der Schwingungen.* Die auf Seite 26 definierte qualitative Angabe über das Maß des Anwachsens einer Schwingung ist für jeden Meßpunkt in den Protokollen angeführt und vermittelt ein Bild über die Gefährlichkeit einer Instabilität unter bestimmten Verhältnissen.

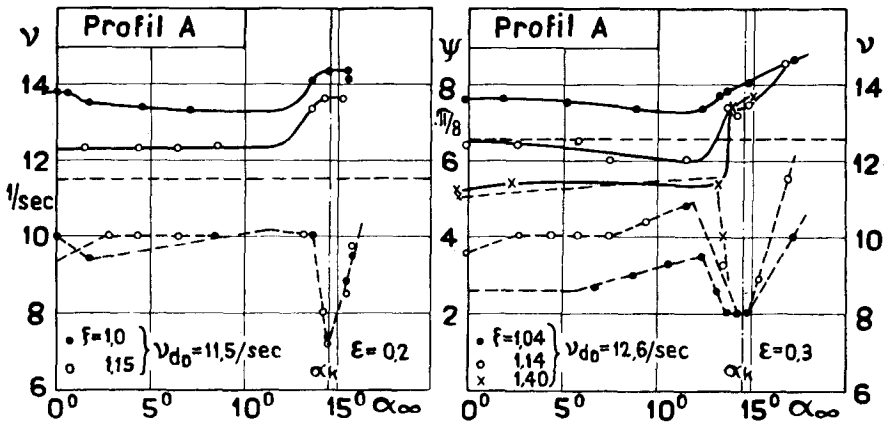


Abb. 57 und 58. Verlauf der Flügelfrequenz  $\nu$  und des Phasenwinkels  $\psi$  über dem Anstellwinkel  $\alpha_\infty$  für Profil A. Links:  $\epsilon = 0,2$ . Rechts:  $\epsilon = 0,3$ .

—  $\nu$  ---  $\psi$

Während die B-Schwingungen alle Grade des Anwachsens von „s“ bis „III“ aufweisen, wobei die Inkrementsgrade „I“ und „II“ verhältnismäßig oft vorkommen, sind für die Stelle des kleinsten Staudruckes bei A-Schwingungen fast durchwegs Schwingungen mit stationären Amplituden, oft auch Schwebungen festzustellen. An der Grenze zwischen den beiden Schwingungsformen, in den steilen Ästen der Kurven  $q_k = f(\alpha)$ , nimmt das Inkrement mit wachsendem kritischem Staudruck stark zu und erreicht nicht selten den Grad „III“. Die Schwingungen sind in diesem Gebiete immer sehr heftig.

Diese Erscheinung ist gut erklärbar: An der Grenze zwischen der B- und der A-Schwingung ist die kritische Geschwindigkeit sehr groß. Nimmt nun die Drehamplitude einer Schwingung in dieser Gegend etwas zu, so werden rasch solche Anstellwinkel erreicht, bei welchen über einem Teil der Periode Abreißvorgänge eintreten und dementsprechend eine größere Arbeit in die Schwingung gesteckt wird. Bei dem hohen Staudruck kommt dann die beobachtete starke Anfachung zustande.

k) *Verlauf der Frequenz.* In den Abb. 57 bis 62 sind einige typische Beispiele des Verlaufs der mit dem Stroboskop gemessenen Flügelfrequenz  $\nu$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha$  aufgetragen.

Zunächst zeigt es sich, daß die Frequenz des schwingenden Flügels im Gebiete der B-Schwingungen angenähert konstant ist. Es ist dies auch bei den nicht in den Diagrammen dargestellten Meßreihen der Fall. Beim Übergang zu der A-Schwingung ist dann ein mehr oder weniger großer Sprung der Frequenz zu beobachten, der genau an der Abreißgrenze einsetzt. Bei weit vorn liegender Drehachse ( $\varepsilon = 0,2$  in Abb. 57 und 61) ist die Frequenz größer als die höhere der Eigenfrequenzen ( $\nu_{d0}$ ), die Abweichung ist umso größer, je kleiner das Frequenzverhältnis  $\zeta$  ist, sie beträgt für  $\zeta = 1$  etwa 15 % der Drehfrequenz. Für die A-Schwingung ist die Flügelfrequenz noch höher als für die B-Schwingung, sie springt in dem erwähnten Falle auf den 1,25-fachen Wert der Drehfrequenz. Bei der Achslage  $\varepsilon = 0,3$  sind die gleichen Erscheinungen zu beobachten, nur sind die Abweichungen etwas kleiner geworden

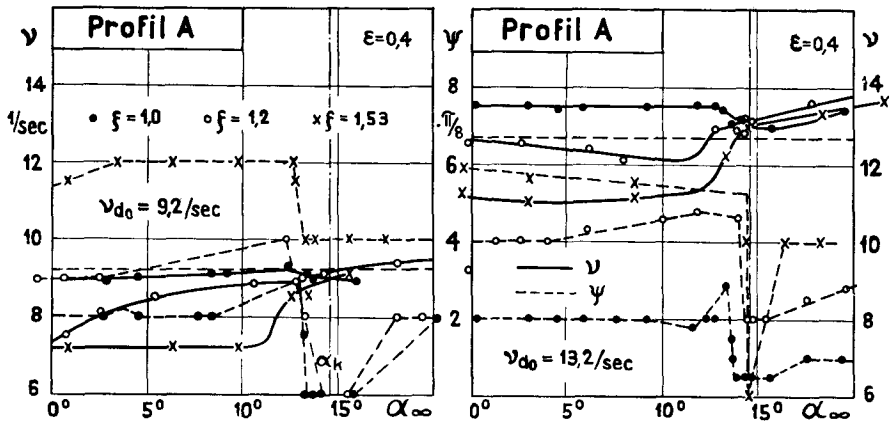


Abb. 59 und 60. Verlauf der Flügelfrequenz  $\nu$  und des Phasenwinkels  $\psi$  über dem Anstellwinkel  $\alpha_\infty$  für das Profil A.  $\varepsilon = 0,4$ .

(8 %, Abb. 58). Rückt die Drehachse noch weiter nach hinten, so liegt die Frequenz zwischen den Werten der beiden Grundfrequenzen ( $\varepsilon = 0,4$ , Abb. 59 und 60, wie auch für  $\varepsilon = 0,5$ ). Hier ist weiter zu beobachten, daß beim Übergang zur A-Schwingung die Frequenz sich stets dem Werte der Drehfrequenz nähert. Auch aus der Abb. 62 ist dies deutlich zu ersehen; die Frequenz des schwingenden Flügels mit anliegender Strömung ist dort etwas größer als der Mittelwert aus den Eigenfrequenzen, für die A-Schwingung hingegen genau gleich der Drehfrequenz. Für die reine Drehschwingung trifft dasselbe zu: die Frequenz ist stets gleich der Drehfrequenz.

l) *Phasenbeziehungen.* Die Abbildungen 57 bis 62 enthalten ebenfalls die näherungsweise bestimmten Phasenwinkel. Es zeigt sich auch hier, daß der Phasenwinkel  $\psi$  in dem Gebiete der B-Schwingungen angenähert konstant ist. An der Grenze zwischen der B- und der A-Schwingung tritt aber ein deutlicher, scharf ausgeprägter Phasensprung auf, der beweist, daß an dieser Grenze auch die Schwingungsform sich sprunghaft ändert. Diese Erscheinung ist in allen Fällen, auch in den hier nicht dargestellten, einwandfrei feststellbar.

Der Phasenwinkel fällt meist um etwa  $\Delta\psi = \pi/4$  bis  $3\pi/8$  auf einen kleineren Wert und verschwindet in einigen Fällen sogar ganz. Manchmal ist auch eine kleine Zunahme von  $\psi$  kurz vor dem Phasensprung zu beobachten.

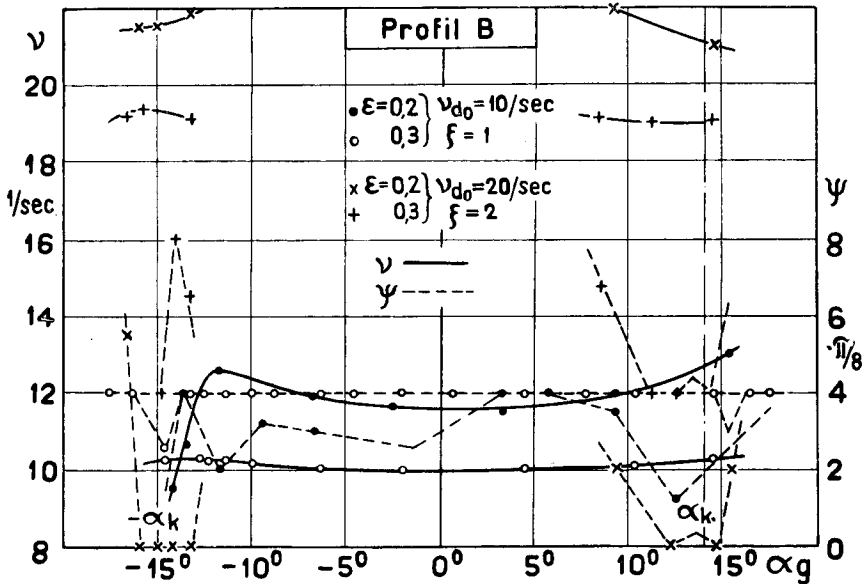


Abb. 61. Verlauf der Flügelfrequenz  $\nu$  und des Phasenwinkels  $\psi$  über dem Anstellwinkel  $\alpha_g$  für das Profil B.

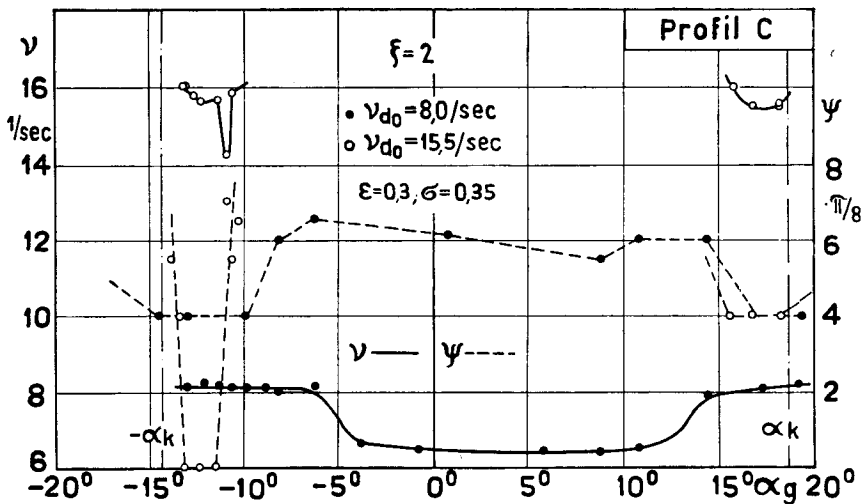


Abb. 62. Flügelfrequenz  $\nu$  und Phasenwinkel  $\psi$  in Funktion des Anstellwinkels  $\alpha_g$  für das Profil C.

Nach Birnbaum [1] ist der Nutzeffekt der Leistungsaufnahme aus der Luft für B-Schwingungen bei  $\psi = \pi/2$  ein Maximum, verläuft aber ziemlich konstant in dem Bereiche  $\psi = \pi/4$  bis  $3\pi/4$  und wird für  $\psi = 0$  und  $\pi$  zu null.

Bei der A-Schwingung ist hingegen ein Phasenwinkel in der Gegend von 0 günstiger, da der aerodynamische Hysteresiseffekt von der Winkelgeschwindigkeit  $\varphi'$  abhängig ist. Bei fehlender Phase ist dann die resultierende Luftkraft der Dämpfungskraft entgegengerichtet und ergibt so eine maximale Anfachung.

Die Versuche ergeben in Bestätigung der oben genannten Birnbaum'schen Resultate weiter, daß der Phasenwinkel  $\psi$  für die Werte  $\zeta = 1$ , für die maximale Anfachung zu konstatieren war, etwa  $\pi/2$  ist, während er für  $\zeta < 1$  kleiner, für  $\zeta > 1$  größer als  $\pi/2$  wird. Bei großem Frequenzverhältnis steigt der Wert  $\psi$  sogar bis zu  $3\pi/4$  und mehr (Abb. 61 und 62). Eine Erhöhung des Frequenzverhältnisses ist demnach gleichbedeutend mit der Aufzwingung einer die Leistungsaufnahme erschwerenden Phasenverschiebung. Auch die hier nicht dargestellten Meßreihen zeigen die gleichen Einflüsse. Die Versuche bestätigen also auch hier die Voraussage der Theorie. —

---

## D. Bemerkungen zur Abreißschwingung. Schlußfolgerungen aus den Versuchen.

### 1. Versuch der Erklärung der A-Schwingung.

Bei der Erwähnung der Vorversuche wurde die Vermutung ausgesprochen, daß die A-Schwingung auf dem Vorhandensein eines aerodynamischen Hysteresiseffektes bei Schwingungen im Gebiete abgerissener Strömung beruhe. Im folgenden werden die sich aus den vorliegenden und fremden Versuchen ergebenden Anhaltspunkte erwähnt, die diese Vermutung weitgehend bestätigen.

Vor allem deutet die Tatsache, daß zur Anfachung einer Schwingung in der Abreißgegend nur ein kleiner Staudruck nötig ist, auf das Vorhandensein eines stark Energie liefernden Vorganges hin. Ein zweideutiges Kraftgesetz liefert nun für eine volle Periode tatsächlich eine beträchtliche Arbeit. Abb. 64.

Es wurde weiter erstmals beobachtet, daß eine A-Schwingung schon bei *einem* Freiheitsgrade, in Form von reinen Drehschwingungen, bestehen kann. Alle bisherigen Theorien<sup>1)</sup>, die nur B-Schwingungen kennen, weisen nach, daß eine Flügelschwingung nur bei Vorhandensein von mindestens *zwei* Freiheitsgraden zustande kommen kann. Auch alle bisherigen Versuche und, soweit ein eindeutiges Luftkraftgesetz vorlag, auch die vorliegenden Untersuchungen haben diese wichtige Tatsache voll bestätigt. Das Auftreten von reinen Drehschwingungen spricht nun weiter für das Vorhandensein eines zweiwertigen Luftkraftgesetzes. Diese Erscheinung ist durch den erwähnten Hysteresiseffekt jedoch leicht zu erklären.

Die Beobachtung der Strömung an einem Flügel, der um den Abreißwinkel als Mittellage schwingt (Abb. 4), zeigte, daß dieselbe erst im Umkehrpunkt, der mehrere Grade über dem Ablösewinkel liegt, plötzlich sich ablöst und erst einige Grade unterhalb des letztern wieder zum Anliegen kommt. Auch diese Beobachtung beweist, daß die Luftkraft hier nicht den Gesetzen für stationäre Strömungsvorgänge folgen kann.

*Kramer* [1] hatte schon früher durch Versuche nachgewiesen, daß bei instationären Verhältnissen — er untersuchte den Einfluß von Böen auf den Maximalauftrieb — die Ablösung verspätet erfolgt und daß der Höchstauftrieb abhängig von der Winkelgeschwindigkeit wächst. *Farren* [1] hat dann später weitergehende Versuche angestellt. Er untersuchte die resultierende Luftkraft bei verschiedenen Profilen, die er mit konstanter Winkelgeschwindigkeit im

<sup>1)</sup> Eine Ausnahme hievon macht *Blasius* [1], der das Auftreten von Drehschwingungen für möglich hält. Tatsächlich ergibt die dynamische Änderung des Anstellwinkels und der Profilwölbung bei gewissen Achslagen ein anfachendes Moment, das aber sehr klein ist. *Birnbaum* wies dann später nach, daß bei Berücksichtigung der energieverzehrenden abgehenden Wirbel bei einem Freiheitsgrad nur eine aperiodische Instabilität, nicht aber eine Schwingung möglich sei.

Sinne zu- und abnehmenden Anstellwinkels bewege. Abb. 63 zeigt das Ergebnis eines solchen Versuches. Es sind dort die Komponenten des resultierenden Luftkraftbeiwertes normal und senkrecht zur Profillehne über dem Anstellwinkel aufgetragen. Bei einer gewissen Winkelgeschwindigkeit beim Aufrichten wird die Luftkraft größer als bei stationären Verhältnissen, die Ablösung erfolgt erst bei größerem Anstellwinkel. Umgekehrt ist die Luftkraft beim Rückgang des Flügels kleiner als im stationären Fall, das Wiederanliegen der Strömung erfolgt erst im Gebiete des linearen Teils der Kurven. *Farren* fand, daß die Intensität des Hysteresiseffektes mit zunehmender Winkelgeschwindigkeit steigt und daß gewölbte, dicke Profile breitere Hysteresisflächen haben als dünne, wenig gewölbte, ein Verhalten, das in gewisser Übereinstimmung mit den auf Seite 51 erwähnten Beobachtungen steht.

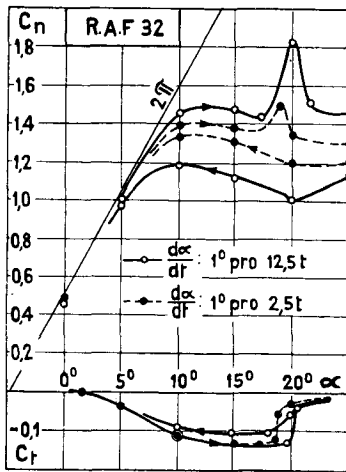


Abb. 63. Verlauf der Normal- und Tangentialkomponente des res. Luftkraftbeiwertes für das Profil RAF 32, das mit konstanter Winkelgeschwindigkeit  $d\alpha/dt$  bewegt wird, nach *W. S. Farren*.

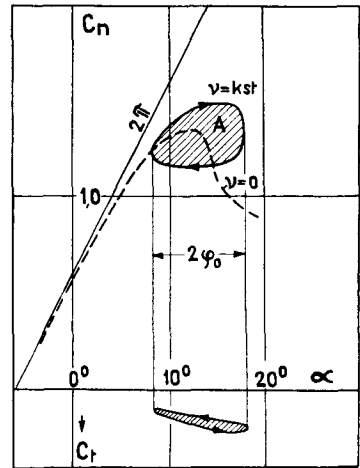


Abb. 64. Vermutlicher Verlauf der Hysteresiskurve für einen Flügel, der mit konst. Frequenz  $\nu$  und mit der max. Amplitude  $\varphi_0$  in der Gegend des Abreißwinkels schwingt.

In Abb. 64 ist die auf Grund der erwähnten Beobachtungen zu erwartende Hysteresiskurve für eine Schwingung in der Abreißgegend mit der Amplitude  $\varphi_0$  und der stetig veränderlichen Winkelgeschwindigkeit  $\varphi'$  dargestellt. Der Inhalt der Kurve bedeutet die pro Periode in die Schwingung gesteckte Arbeit  $A$ . Eine rechnerische Nachprüfung unter Annahme eines einfachen Hysteresiseffektes ergab, daß tatsächlich in diesem Falle eine Schwingung schon bei einem Freiheitsgrade bestehen kann<sup>2)</sup>.

Die A-Schwingung kann übrigens auch bei einigen bisher veröffentlichten experimentellen Untersuchungen festgestellt werden. Die Erscheinung wurde aber damals nicht beachtet oder anders gedeutet.

*Blenk* und *Liebers* [1] berichteten im Jahre 1925 über einfache Modellversuche mit sehr torsionsweichen Flügeln. Dabei beobachteten sie einen Fall,

<sup>2)</sup> Für Rechnungen, denen nicht lineare, zweideutige Kraftgesetze zu Grunde liegen, eignet sich das graphische Integrationsverfahren nach *Meissner* besonders gut. (*Meissner* [1]).



wo der Flügel bis zur Abreißgrenze auskippte und dort deutliche Schwingungen mit großer Amplitude ausführte (Fig. 10 in ihrem Aufsatz). *Blenk* u. *Liebers* schrieben diese Erscheinung dem Umstand zu, daß der Wert  $dc_m/da$  bei stationärer Strömung in der Abreißgegend sein Vorzeichen wechselt.

*Essers-Kober* [1] konstatierte in ihren Versuchen bei negativen Anstellwinkeln ebenfalls stark verminderte kritische Geschwindigkeiten. Auch sie schrieb dieses Verhalten der Änderung des stationären Wertes von  $dc_m/da$  in diesem Gebiete zu.

*Seewald* [1] erwähnte 1931 Beobachtungen an Luftschrauben und wies darauf hin, daß bei abgerissener Strömung am Propellerblatt Schwingungen besonders leicht auftreten können. Er vermutete damals schon, daß der Bewegungszustand des Flügels anfachende Schwankungen der Luftkräfte hervorgerufen könnte und zeigte auch, daß Schwingungen mit einem Freiheitsgrade denkbar seien (reine Biegeschwingungen).

Auch *Hansen* und *Mesmer* [1] beobachteten bei Schwingungsuntersuchungen an Luftschrauben bei großen negativen Anstellwinkeln stark zunehmende Amplituden. Sie erkannten, daß diese Erscheinung von der Strömungsablösung herrühren müsse, verfolgten die Frage aber nicht weiter.

In Japan wurden im Rahmen einer umfangreichen Unfalluntersuchung<sup>3)</sup> Modellversuche mit schwingenden Flügeln durchgeführt, bei denen eine starke Abhängigkeit der kritischen Geschwindigkeit vom Anstellwinkel beobachtet wurde. Die Erscheinung wurde aber nicht weiter verfolgt.

---

Die vorliegenden Versuche haben ergeben, daß die reine Drehschwingung den tieferen kritischen Staudruck aufweist als die A-Schwingung mit Biege- und Drehfreiheit und eine untere Grenze für die kritische Geschwindigkeit liefert. Es ist deshalb naheliegend, von diesem Umstand vorerst für überschlägliche Rechnungen Gebrauch zu machen, indem die bedeutend einfachere Rechnung mit einem Freiheitsgrad durchgeführt wird. Allerdings ist dazu die Kenntnis der aerodynamischen Hysteresiskurven (nach Abb. 64) für das betreffende Profil und für verschiedene Frequenzen und Amplituden notwendig. Solche Kurven sind aber mit verhältnismäßig einfachen Versuchseinrichtungen experimentell leicht zu ermitteln. Dem Konstrukteur gibt diese Methode die Möglichkeit, rasch Anhaltspunkte über die minimale zu erwartende kritische Geschwindigkeit zu ermitteln.

Auch bei Schwingungsversuchen ist die bedeutend einfachere Versuchsanordnung mit Lagerung der Flügel auf einer festen Achse geeignet, übersichtliche und einfache Untersuchungen über die Sicherheit eines Flügels gegenüber A-Schwingungen zu gestatten.

Eine tiefer gehende experimentelle Abklärung aller Probleme, die sich bei diesen Versuchen ergeben haben, ist weiterhin erwünscht. Dazu ist vor allem die Berücksichtigung der endlichen Spannweite und des Querruders wie auch eine möglichst vollkommene dynamische Ähnlichkeit erforderlich<sup>4)</sup>.

<sup>3)</sup> Aeronaut. Research Inst., University of Tôkyô; Rep. No. 116, 1935.

<sup>4)</sup> Als konsequente Fortsetzung der vorliegenden Versuche sind gegenwärtig im Institut für Aerodynamik in Zürich Untersuchungen an angenähert naturgroßen, dynamisch ähnlichen Flugzeugflügeln mit Querrudern im Gange.

## 2. Konstruktive Schlußfolgerungen aus den Versuchen.

Es wurde bereits eingangs erwähnt, daß vor allem die bei *negativen* Anstellwinkeln auftretende A-Schwingung praktisch von Bedeutung ist. Eine kleine Betrachtung soll diese Fragen beleuchten.

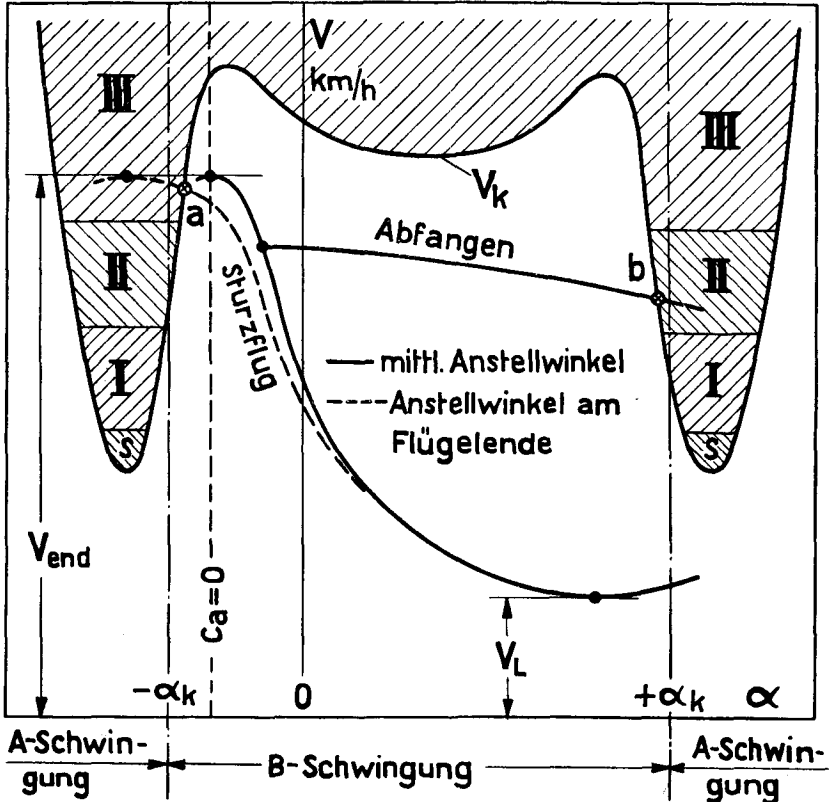


Abb. 65. Schematische Darstellung des Geschwindigkeitsverlaufs eines Flugzeuges über dem mittleren Anstellwinkel der Geschwindigkeitsverlauf eines Flugzeuges sowie seiner kritischen Geschwindigkeit  $v_k$  in Funktion des Anstellwinkels. a) Auftreten von A-Schwingungen im Sturzflug oder im brusken Übergang in denselben: b) Auftreten von A-Schwingungen beim scharfen Abfangen aus dem Sturzflug.

In der Abb. 65 ist über dem mittleren Anstellwinkel der Geschwindigkeitsverlauf eines Flugzeuges schematisch dargestellt: bei großen positiven Anstellwinkeln ist die Geschwindigkeit normalerweise klein (Landegeschwindigkeit  $v_L$ ), die maximale Horizontalgeschwindigkeit liegt bei kleinen negativen Winkeln, die Endgeschwindigkeit im Sturzflug  $v_{end}$  nach Definition beim Nullauftriebswinkel. Ebenfalls eingetragen in der Abb. 65 ist der Verlauf der kritischen Geschwindigkeit dieses Flugzeuges über dem Anstellwinkel, wie er nach den vorliegenden Untersuchungen zu erwarten ist. Vorausgesetzt sei, daß der Flügel durch bisher übliche Maßnahmen gegen das Auftreten von B-Schwingungen und von Flügel-Klappenschwingungen auch bei der höchstmöglichen Geschwindigkeit gesichert ist.

Die Figur läßt nun deutlich erkennen, daß A-Schwingungen bei normalen Flugmanövern im positiven Anstellwinkelgebiet wenig wahrscheinlich sind, daß hingegen im Sturzflug die Grenze der A-Schwingung beinahe erreicht wird. Nach den Ergebnissen unserer Versuche liegt diese Grenze bei unsymmetrischen Profilen nahe beim Nullauftriebswinkel. Es gibt nun drei Gründe, die bewirken können, daß der Anstellwinkel am Flügelende — denn nur auf dieses kommt es an — die Grenze der A-Schwingung in dem Punkte  $a$  erreicht, wo, wie die Figur erkennen läßt, das Inkrement der dort entstehenden Schwingung immer sehr groß ist:

1. Viele Flügel haben eine negative Verwindung; der Anstellwinkel am Flügelende kann mehrere Grade kleiner als der mittlere Anstellwinkel sein.
2. Im Sturzflug ist das Luftkraftmoment bei nicht druckpunktfesten Flügeln besonders groß und damit auch die negative Verdrehung des Flügels, die den Anstellwinkel am Flügelende ebenfalls um mehrere Grade vermindern kann.
3. Es kommt praktisch vor (Militärflugzeuge), daß ein Flugzeug sehr schroff vom Horizontalflug in den Sturzflug gebracht wird. Dabei können unter Umständen so große zentrifugale Bahnbeschleunigungen auftreten, daß der mittlere Auftrieb am Flügel momentan sogar negativ wird. In diesem Falle wird die Abreißgrenze sehr rasch erreicht. Es sind schon Schwingungsunfälle beim brusken Übergang in den Sturzflug aufgetreten.

Verschiedene Erfahrungen aus der Praxis sprechen sehr für das Auftreten von A-Schwingungen, denn es ereigneten sich auffällig viele Schwingungsunfälle im Sturzflug. Man schrieb dies bisher lediglich der großen Geschwindigkeit zu und glaubte, durch Verringerung derselben im Sturzflug auftretende Schwingungen zum Abklingen bringen zu können. Die Versuche zeigen aber deutlich (Abb. 46 und 47), daß durch Selbstanregung entstandene Schwingungen erst bei einer Verkleinerung der Geschwindigkeit um 10 bis 20 % wieder verschwinden. Wenn es sich um Instabilitäten handelt, die dem Punkt  $a$  in Abb. 65 entsprechen, so klingen die Schwingungen erst bei einer Reduktion der Geschwindigkeit auf die Hälfte wieder ab. Auch die Versuche von *Perring* [1] haben ähnliche Resultate gezeigt. Bei B-Schwingungen ist die Geschwindigkeitsverminderung relativ wirksam und auch leicht herbeizuführen (Horizontalfly). Treten hingegen im Sturzflug A-Schwingungen auf, so ist es nicht möglich, durch Vergrößerung des Widerstandes oder durch Drosseln des Motors rasch genug, das heißt bevor die Schwingung gefährliche Amplituden erreicht hat, eine wirksame Reduktion der Geschwindigkeit zu erzielen. In einem solchen Falle bringt aber, wie die Versuche immer wieder gezeigt haben, eine *kleine* Änderung des Anstellwinkels (leichtes „Ziehen“) die Amplituden rasch zum Abklingen. Auch der eingangs erwähnte Vorfall mit einem Segelflugzeug hat dies erwiesen.

In der Literatur sind einige Unfälle beschrieben, die einwandfrei auf das Auftreten von Schwingungen zurückzuführen sind. Diese Beschreibungen lassen trotz der teils spärlichen Angaben die Vermutung zu, daß bei einem größeren Teil dieser Vorfälle A-Schwingungen mitspielten. So sind beispielsweise von fünf Unfällen, die im Technical Report des Aeronautical Research Committee (London) 1926/27 erwähnt werden (siehe Literaturverzeichnis), zwei im Sturzflug, einer beim Abfangen aus dem Sturzflug, einer bei einer überzogenen Kurve

(stalled turn) und einer infolge Anfachung durch das Querruder entstanden. *Küssner* (2) gibt eine Zusammenstellung von 13 Fällen, die näher untersucht wurden. Nach diesen Angaben sind die Schwingungen in 5 Fällen im Sturzflug (Zahlentafel II, Seite 201, Nos. 3, 4, 8, 12 und 13), in einem Falle im Kunstflug (No. 2) und in 3 Fällen beim Abfangen aus dem Sturzflug (Nos. 1, 7 und 10) aufgetreten. Die übrigen Fälle sind auf Flügel-Querruderschwingungen zurückzuführen. Bei allen oben aufgezählten Vorfällen war eine Biege-Torsionsschwingung, teils verbunden mit einer Klappenschwingung, zu vermuten.

Auch die Schwingungsunfälle, die beim *Abfangen* aus dem Sturzflug entstanden, können vermutlich auf A-Schwingungen zurückgeführt werden. Ein Flugzeug kann auch in einem steilen Gleitflug sehr hohe Geschwindigkeiten erreichen, ohne daß dabei der Anstellwinkel am Flügelende so groß wird, daß die Strömung sich von der Profilunterseite löst. Beim raschen Abfangen verringert sich die Geschwindigkeit erst nur langsam, weil immer noch Höhe durchfallen wird, während der Auftrieb in sehr kurzer Zeit auf seinen höchst möglichen positiven Wert steigt. Bei sehr brüskem Abfangen ist es durchaus möglich, daß eine Ablösung der Strömung auf der *Profiloberseite* eintritt. Die Schwingungsgrenze wird dann im Punkte *b* (Abb. 65) erreicht, es entstehen heftige A-Schwingungen.

Aus dem Ergebnis der vorliegenden Untersuchungen kann nun eine Reihe prinzipieller konstruktiver Maßnahmen zur Vermeidung von Flügelschwingungen bzw. zur Erhöhung der Schwingsicherheit von Flügeln, auch in Bezug auf das Auftreten von A-Schwingungen, abgeleitet werden:

1. Vollständiger aerodynamischer und Massenausgleich der Querruder wird vorausgesetzt.
2. Vermeidung von stark gewölbten Profilen am Flügelende. Die Flügelstärke soll nur so groß gewählt werden, als es zur Erreichung der notwendigen Steifigkeit erforderlich ist.
3. Vermeidung der negativen Verwindung des Flügelendes.
4. Verminderung der Verdrehung des Flügelendes durch die Luftkräfte. Diese Forderung führt zur Verwendung von *druckpunktfesten* Profilen hauptsächlich am Flügelende.
5. Erhöhung der Torsionssteifigkeit.
6. Verschieben der elastischen und der Schwerachse ist günstig.
7. Vermeidung der Gleichheit der Grundfrequenzen. Das Frequenzverhältnis 1 führt zu besonders tiefer kritischer Geschwindigkeit für B-Schwingungen.

Die Forderungen 1., 5., 6. und 7. ergaben sich aus theoretischen Untersuchungen. Sie wurden bereits durch frühere experimentelle Untersuchungen bestätigt.

Die Forderungen 2., 3. und 4. folgern aus den vorliegenden Versuchen, wie auch 5., 6. und 7. durch diese Untersuchung erneut bestätigt und weiter abgeklärt werden.

### **3. Schlußfolgerungen für die Flugzeugbedienung.**

Die Versuche und die anhand der Abb. 65 angestellten Betrachtungen haben gezeigt, daß die Gefahr von A-Schwingungen bei Sturzflügen und beim

raschen Abfangen aus dem Sturzflug besonders groß ist. Es können daraus für die Flugzeugbedienung folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

1. Treten im Sturzflug A-Schwingungen auf, so ist der Anstellwinkel zu vergrößern („ziehen“). Das Ziehen sollte rasch erfolgen, darf sich aber nur auf kurze Zeit erstrecken. Eine verhältnismäßig kleine Anstellwinkeländerung bringt eine A-Schwingung rasch zum Abklingen.
2. Scharfe und bruske Übergänge in den Sturzflug und zu rasches Abfangen aus dem Sturzflug sind unbedingt zu vermeiden. Verschiedentlich wird neuerdings auf Grund praktischer Flugerfahrung der Übergang vom Horizontal- in den Sturzflug durch ein sog. „Tonneau“ bewerkstelligt.

In diesem Zusammenhange soll eine kleine Betrachtung über einen Umstand angestellt werden, der besondere Beachtung verdient.

Es wurde nämlich verschiedentlich festgestellt, daß Piloten beim Auftreten von Schwingungen und nach dem kurz darauf erfolgten Bruch der Zelle *keinerlei* Rettungsmaßnahmen, weder Versuche zum Abstellen des Motors oder zum Absprung mit dem Fallschirm trafen und mit dem Flugzeug mit Vollgas zur Erde stürzten. Es wurde darauf die Hypothese aufgestellt, daß der infolge der Flügelschwingungen mitschwingende Steuerknüppel den Piloten verletzen könne. Eine solche Erscheinung konnte aber beispielsweise bei Standschwingungsuntersuchungen, wenigstens soweit es sich um normale Anordnung der Steuerung handelt, nicht festgestellt werden. Auch sagen die Erfahrungen des Weltkrieges, daß verletzte Piloten nicht sofort aktionsunfähig werden, sodaß also obige Hypothese wenig Wahrscheinlichkeit hat.

Es ist nun zu vermuten, daß die kleinen Reaktionsschwingungen des Rumpfes die beobachtete Aktionsunfähigkeit des Piloten beim Auftreten von heftigen Schwingungen verursachen.

*Reiher* und *Meister* [1] haben Versuche über die Schwingungsempfindlichkeit von Menschen angestellt und die anhand ihrer Resultate durchgeführte Abschätzung der Beschleunigungen, denen ein Pilot bei schwingendem Flügel ausgesetzt ist, hat gezeigt, daß in einem solchen Falle tatsächlich gefährliche Einflüsse auf die Flugzeuginsassen ausgeübt werden können.

*Reiher* und *Meister* geben als Schädlichkeitsgrenze das Gesetz

$$y v^k = C$$

an, wo  $y$  die Amplitude in cm,  $v$  die Frequenz,  $k$  und  $C$  Konstanten sind. Für stehende Menschen (infolge Fehlens anderer Angaben auch für sitzende Piloten) ist  $k = 2$ ,  $C = 3$ .

Nimmt man nun an, daß ein Flugzeugflügel symmetrische Biegeschwingungen ausführe und denkt sich die Flügelmasse als Punktmasse mit der mittleren Amplitude des Flügels  $y_0$  schwingend, so wird die Schädlichkeitsgrenze<sup>5)</sup> nach obigen Angaben erreicht, wenn

$$y_0 = \frac{3 M}{m v^2}$$

<sup>5)</sup> Die Versuchspersonen konnten die entsprechenden Beschleunigungen nur sehr kurze Zeit aushalten.

wird.  $m$  ist die an der Schwingung beteiligte Flügelmasse,  $M$  die Masse des übrigen Flugzeuges und  $\nu$  die Frequenz der Flügelschwingung. Der Wert  $M/m$  ist für Eindeckerflugzeuge von der Größenordnung 10—30. Bei einer Frequenz von beispielsweise  $\nu = 15/\text{sec}$  ergibt sich dann als ertragbare mittlere Amplitude des Flügels die Größenordnung 0,1 bis 1 cm. Dabei ist allerdings nicht berücksichtigt, daß infolge Dämpfung und elastischer Aufhängung des Sitzes diese Werte wesentlich höher liegen können. Erfahrungsgemäß können aber die Biegeamplituden eines Flügels um einen Faktor 10 größer sein als die berechneten Grenzwerte<sup>6)</sup>, sodaß anzunehmen ist, daß solchen Schwingungen ausgesetzte Piloten in extremen Fällen in eine rasch eintretende tiefe Ohnmacht fallen und deshalb aktionsunfähig werden. Besonders die im Sturzflug auftretenden A-Schwingungen, die meist ein großes Inkrement aufweisen, sind diesbezüglich gefährlich.

Auf diese Weise wäre das beobachtete Verhalten verständlich. Es ist zu wünschen, daß diese Fragen besonders experimentell weiter verfolgt werden. Vermutlich ist die Empfindlichkeit des Menschen gegen Drehschwingungen des Flügels noch größer als gegen Biegeschwingungen. —

---

<sup>6)</sup> Die Abbildung 1 beweist dies in überzeugendem Maße!

## **E. Anhang.**

## 1. Literaturverzeichnis.

- Ackeret J. u. Studer H. L.* [1] Bemerkungen über Tragflügel-schwingungen. — Helvetica Physica Acta, 1934, S. 501—504.  
— [2] Über Profile mit Landeklappen. — Schweiz. Aero-Revue 1933, S. 111—114.
- Aeronautical Research Committee*, Technical Reports 1926/27, S. 452—456.
- Aeronautical Research Institute*, Imp. University of Tōkyō (Unfall „Sirohato“) — Rep. 116, 1935.
- Bairstow L.* [1] The Theory of Wing Flutter — R u. M No. 1041, 1925.
- v. Baumhauer und Koning* [1] Onstabile Trillingen vaan een draagvlak-klap system. — Verslagen en verhandelingen vaan den rijksstudiedienst voor de Luchvaart. Rapport A 48 Amsterdam, Deel II—1923.
- Birnbaum W.* [1] Das ebene Problem des schlagenden Flügels. Diss. Göttingen 1922. Im Auszug: ZAMM 1924, S. 277—292.
- Blasius H.* [1] Über Schwingungserscheinungen an einholmigen Unterflügeln. ZFM 1925, S. 39—44.
- Blenk H. u. Liebers F.* [1] Gekoppelte Torsions- und Biegeschwingungen von Tragflügeln. ZFM 1925, S. 479—486.  
— [2] Flügelschwingungen von freitragenden Eindeckern. Lufo 1928, S. 1—17.  
— Gekoppelte Biegungs-, Torsions- und Querruderschwingungen von freitragenden und halbfreitragenden Flügeln. Lufo 1929, S. 69—93.
- Duncan W. J.* Models for the Determination of critical Flutter Speed. R u. M 1425, 1931, S. 1—5.
- Duncan u. Collar*. Resistance Derivatives of Flutter Theory. R u. M 1500, 1932, 14 S.
- Essers-Kober* [1] Untersuchungen von Flügelschwingungen im Windkanal. Lufo 1929, S. 107—132.
- Farren W. S.* [1] Reactions of a Wing, whose Angle of Incidence is Changing Rapidly. R u. M 1648, 1935, 24 S.
- Frazer R. A. u. Duncan W. J.* [1] The Flutter of Aeroplane-Wings. R u. M 1155, 1928.  
— [2] A brief survey of Wing Flutter with an Abstract of design Recommendations. R u. M 1177, Nov. 1928.  
— [3] The Flutter of Monoplanes, Biplanes and Tail Units. R u. M 1255, 1931, 180 S.
- Glauert H.* [1] The Force and Moment on an oscillating Airfoil. R u. M 1242, 1929, 17 S.
- Grossmann E.* [1] Schwingungen der Leitwerke. Zentral Aero-Hydrodyn. Institut, Moskau, Rep. 186, 1934, 96 S.
- de Haller P.* [1] L'influence des limites de la veine fluide sur les caractéristiques aérodynamiques d'une surface portante. Mitteilung aus dem Institut für Aerodynamik, ETH., Zürich, 1934, 55 S.
- Hansen M. u. Mesmer G.* [1] Luftschraubenschwingungen. ZFM 1933, S. 298—304.
- Hesselbach B.* [1] Über die gekoppelten Schwingungen von Tragflügeln und Verwindungsklappe. ZFM 1927, S. 465—470.
- Keller C.* [1] Axialgebläse vom Standpunkt der Tragflügeltheorie. Mitteilung aus dem Institut für Aerodynamik der ETH., Zürich, 1934, 187 S.
- Kramer M.* [1], Die Zunahmen des Maximalauftriebes von Tragflügeln bei plötzlicher Anstellwinkelvergrößerung (Böeneffekt). ZFM 1932, S. 185—189.
- Küssner H. G.* [1] Schwingungen von Flugzeugflügeln. Lufo 1929, S. 41—59.  
— [2] Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flügelflatterns. Lufo 1935, S. 193—209.
- Lehr E.* [1] Schwingungstechnik. Bd. I, 1930, Bd. II, 1934. Verlag Julius Springer, Berlin.
- Lockspeiser B. u. Callen C.* [1] Wind Tunnel Tests of Recommendation for Prevention of Wing Flutter. R u. M 1464, 1932, 32 S.
- Meissner E.* [1] Graphische Integration von totalen Differentialgleichungen. — Schweiz. Bauzeitung 1913, No. 15 und 16.



- Nagel F.* [1] Flügelschwingungen im stationären Luftstrom. Lufo 1928, S. 451—470.
- Perring W. G. A.* [1] Wing Flutter Experiments upon a Model of a single Seater Biplane. R u. M 1197, 1928, 17 S.
- Prandtl L. u. Betz A.* [1] Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik. L. Prandtl: Tragflügeltheorie II, S. 36—67.
- Pugsley A. G.* [1] The Influence of Wing Density upon Wing Flutter. R u. M 1497, 1932, 17 S.
- Rauscher M.* [1] Über die Schwingungen freitragender Flügel. Lufo 1929, S. 94—106.
- Reiher H. u. Meister F. J.* [1] Die Empfindlichkeit von Menschen gegen Erschütterungen. Forschung 1931, S. 381—386.
- Roxbee Cox H.* [1] Statistical Method of Investigation Relations between Elastic Stiffnesses of Aeroplane Wings and Wing Aileron Flutter. R u. M 1505, 1932, 30 S.
- Seewald F.* [1] Über die Schwingungserscheinungen an Luftschrauben. ZFM 1931, S. 369—374.
- Taylor W. H.* [1] Some Studies on the Flutter of Aerofoils and Propellers. Transactions American Soc. Mech. Eng. Febr. 1934, S. 57—64.
- Theodorsen Th.* [1] General Theorie of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter. NACA Rep. 496, 1935, 23 S.
- Williams D.* [1] The flexional-torsional Flutter characteristics of a simple cantilever Wing. Representative of Current Practice. R u. M 1596, 1934, 18 S.

### Abkürzungen:

- ZFM: Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt. Verlag Oldenburg, München, Berlin.
- ZAMM: Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik. V. D. I. Verlag, Berlin.
- R u. M: Aeronautical Research Committee. Reports and Memoranda (London).
- Lufo: Luftfahrtforschung. Verlag Oldenburg, München, Berlin.
- NACA: National Advisory Committee for Aeronautics. Washington.

## 2. Versuchs-Protokolle.

### Allgemeine Bemerkungen.

Die nachstehenden Protokolle enthalten jeweils diejenigen Daten, die i. a. vom Anstellwinkel abhängig sind. Die Bedeutung der einzelnen Bezeichnungen ist im Kapitel C, Versuchsergebnisse, erläutert. Anhand der in den Protokollen angegebenen Nummern der Protokolle und Meßpunkte sind die übrigen, vom Anstellwinkel unabhängigen Daten, in den Übersichtstabellen 1—8 leicht aufzufinden.

Der Index <sup>1</sup> hinter einer Staudruckangabe bedeutet allgemein, daß außerhalb des im betr. Protokoll angegebenen Anstellwinkelbereichs zwischen den beiden Abreißgrenzen auch beim höchsten erreichbaren Staudruck keine Flügelschwingungen mehr auftraten.

*Profil A:* Protokolle 1—69 und 122—125.

*Profil B:* Protokolle 70—101.

*Profil C:* Protokolle 102—121.

Meß- pkt	$\alpha\infty$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$q$	$y_0$ mm	$\psi$ $\pi/18$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha\infty$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$q$	$y_0$ mm	$\psi$ $\pi/18$	Inkr.
Protokoll 1															
1	15,4	27,05	13,7	7,5	1,0		s	35	5,8	41,0	16,0	2-3	1		III
2	15,9	40,4	14,3	11	1,7		s	36	2,7	40,4		3-4	1,2-1,5		I. S
3	14,9	31,0	13,0	8	1,3		s	38	0,7	38,5	15,6				S
4	14,5	>40,6					s		-1,1	37,4					
5	14,6	33,6	14,2	10	1,3		s		3) Phase schwankt stark						
6	15,8	28,0	14,0	11,5	1,2		s	39	-0,1	32,3					I
7	12,7	>40,8					s	40	-2,7	32,0					I
8	15,414,3	18,4	13,7	5,0	1,2		s	41	2,3	33,2					I
9	14,113,0	31,1	13,9	10	1,7		s	42	5,3	35,6					II
Protokoll 2															
10	17,716,3	17,4	14,3	3-5	1-1,2		S	43	8,0	40,3					II
11	18,3	15,8	14,3	6-7	1,6		S	44	11,4	40,0					II
12	19,7	17,4	14,3	10	2,5		s	45	12,0	36,0					II
13	18,817,5	16,2	14,4	5	1,2		s	46	12,6	32,2					II
14	17,3	24,2					III	47	13,412,1	23,9	14,0				I
15	15,9	33,1					III	48	14,412,1	18,5	15,0				I
16	16,615,2	21,9	15,2	13	4		III	49	15,513,6	ca. 15,0	15,4	3-4			S
17	13,9	19,7	15,2	3-5	1-1,5		s	50	16,5	15,8		5-6	1,5-2		S
18	7,4	40,0					S	51	14,7	17,3					I
19	5,4	36,3					III	52	17,8	19,0					II
20	4,4	33,1	15,0				III	53	18,6	23,8					II
21	2,3	32,1					III	54	19,5	24,6					II
22	-0,5	30,7					III	55	21,5	33,6					III
23	-0,9	30,7	14,0	5-7	1,5-2,5		S	56	22,2	>42,0					
24	16,3	19,2		3-5	1-1,5		S	57	-3,2	31,1					I
25	15,314,1	17,95	15,0	3-4	1-1,2		S	58	-0,7	29,3					I
	11,8	>40	15,0					59	1,9	30,3					I
Protokoll 3															
25	-2,9	33,4	15,0	3-4	0,8-1,2		st. S	60	3,6	30,5					I
26	-0,9	34,8		4-5	2-3		st. S	61	7,1	33,7					I
27	+1,6	35,5	15,2	6-7	2-3		st. S	62	8,2	34,2					I
28	4,5	38,5					III	63	11,3	36,9					II
29	15,213,9	20,9		1,5			I. S	64	13,411,7	25,1					II
30	15,5	19,8		4			I. S	65	14,411,6	19,8	15,0				I
31	16,7	21,7		6			I. S	66	15,113,6	17,1	14,8				S
32	16,2	35,5		3-5	0,5-3 <sup>2</sup>		st. S	67	15,8	14,8					I
33	15,0	24,6		2-3			st. S	68	16,7	17,4					III
34	15,2	25,6		4-7	4-5		st. S	69	17,6	24,9					
								70	18,4	29,2					
								71	20,2	33,7					

Protokoll 6		Protokoll 7		Protokoll 8		Protokoll 9		Protokoll 10		Protokoll 11		Protokoll 12	
72	-3,8	26,7	29,8	101	-1,2	35,3	111	10,7	119	0-13	131	-1,0	ca. 38
73	-1,4	28,7	32,6	102	1,7	38,7	112	13,4/2,3	120	13,2	132	2,9	36,2
74	1,0	28,0	33,8	103	5,8	38,7	113	13,1/1,6	121	13,7/2,2	133	7,4	>40,0
75	3,4	28,6	33,8	104	9,9	>39,5	114	15,6/3,6	122	14,1/2,5	134	5,5	39,3
76	6,8	29,4	35,2	105	13,3	34,0	115	16,3/4,2	123	14,4/2,9	135	14,2/2,2	26,2
77	8,4	31,4	39,5	106	13,8/2,5	20,4	116	16,3/4,2	124	14,8/3,2	136	14,4/2,5	21,8
78	11,4	33,6	40,1	107	15,0/3,6	17,6	117	14,4/3,1	125	14,9/3,4	137	14,7/3,0	17,2
79	13,7/2,3	24,9	30,1	108	15,7/4,7	16,0	118	15,2/3,5	126	15,4/3,8	138	15,3	14,3
80	15,0/3,2	18,1	22,4	109	16,2	23,5	119	17,0	127	17,6	139	15,7	12,8
81	16,3/5,0	14,9	18,3	110	16,8	40,0	120	0,8-1	128	16,7	140	17,1	20,1
82	16,0	13,9	18,3				121	3	129	19,1	141	20,0	36,6
83	17,2	18,3	29,0				122	3	130	20,8	142	20,3	36,6
84	17,8	29,0	37,6				123	4-5	131	20,8	143	22,0	41,9
85	18,5	37,6					124	0,8-1	132	20,8	144	22,0	41,9
Protokoll 7		Protokoll 8		Protokoll 9		Protokoll 10		Protokoll 11		Protokoll 12		Protokoll 13	
86	-2,4	29,8	32,6	101	1,2	35,3	111	10,7	131	-1,0	ca. 38	141	20,0
87	-0,3	32,6	33,8	102	1,7	38,7	112	13,4/2,3	132	2,9	36,2	142	20,3
88	2,4	33,8	33,8	103	5,8	38,7	113	13,1/1,6	133	7,4	>40,0	143	20,3
89	4,9	35,2	35,2	104	9,9	>39,5	114	15,6/3,6	134	5,5	39,3	144	20,3
90	7,9	39,5	39,5	105	13,3	34,0	115	16,3/4,2	135	14,2/2,2	26,2	145	0,3
91	10,5	40,1	40,1	106	13,8/2,5	20,4	116	16,3/4,2	136	14,4/2,5	21,8	146	2,9
92	12,3/1,0	30,1	30,1	107	15,0/3,6	17,6	117	14,4/3,1	137	14,7/3,0	17,2	147	5,1
93	13,3/2,0	22,4	22,4	108	15,7/4,7	16,0	118	15,2/3,5	138	15,3	14,3	148	6,9
94	14,7/2,9	18,3	18,3	109	16,2	23,5	119	17,0	139	15,7	12,8		
95	15,3/3,5	17,6	17,6	110	16,8	40,0	120	0,8-1	140	17,1	20,1		
96	15,9/4,3	16,5	16,5				121	3	141	20,0	36,6		
97	17,3	36,3	36,3				122	3	142	20,3	36,6		
98	18,0	>40,6	>40,6				123	4-5	143	22,0	41,9		
99	15,7	15,8	15,8				124	0,8-1	144	22,0	41,9		
100	15,4	15,2	15,2				125	0,8	145	22,0	41,9		
Protokoll 8		Protokoll 9		Protokoll 10		Protokoll 11		Protokoll 12		Protokoll 13		Protokoll 14	
101	-1,2	35,3	35,3	101	1,2	35,3	111	10,7	141	20,0	36,6		
102	1,7	38,7	38,7	102	1,7	38,7	112	13,4/2,3	142	20,3	36,6		
103	5,8	38,7	38,7	103	5,8	38,7	113	13,1/1,6	143	20,3	36,6		
104	9,9	>39,5	>39,5	104	9,9	>39,5	114	15,6/3,6	144	20,3	36,6		
105	13,3	34,0	34,0	105	13,3	34,0	115	16,3/4,2	145	20,3	36,6		
106	13,8/2,5	20,4	20,4	106	13,8/2,5	20,4	116	16,3/4,2	146	20,3	36,6		
107	15,0/3,6	17,6	17,6	107	15,0/3,6	17,6	117	14,4/3,1	147	20,3	36,6		
108	15,7/4,7	16,0	16,0	108	15,7/4,7	16,0	118	15,2/3,5	148	20,3	36,6		
109	16,2	23,5	23,5	109	16,2	23,5	119	17,0	149	20,3	36,6		
110	16,8	40,0	40,0	110	16,8	40,0	120	0,8-1	150	20,3	36,6		

Meß- pkt.	$\alpha\infty$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot\pi/8$	Inkr.	Meß- pkt.	$\alpha\infty$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot\pi/8$	Inkr.
149	10,0	34,7	12,6				I	186	14,4/13,3	11,5	14,0	3—4	0,3—0,5		S
150	13,0	40,3	13,8				I	187	14,8	10,8					I
151	13,5	28,3	14,0				II	188	16,3	14,6					II
152	13,7/12,0	22,9					II	189	17,9	25,9					III
153	14,0/12,6	20,2	14,0				II	190	19,0	29,0	15,0				I, III
154	14,5/13,0	15,1	13,8	4	0,6		I-S	191	20,0	32,3					I, III
155	15,0/13,4	12,2	13,8	3	0,5		I-S	192	21,7	32,7					I, III
156	15,5	10,9	13,6	6	0,3		I	193	23,5	>42					I, III
157	17,4	21,5					II	Protokoll 15							
158	20,0	41,8					III	194	0,4	27,0	14,2	3,7	3,2	2,62	I
Protokoll 13															
160	-0,2	17,9	13,0	5	1,9	6,18°	I	195	2,8	26,6	14,8				I
161	-0,1	24,0	13,0				I	196	0,5	26,2					I
162	2,3	24,5	13,0				I	197	5,2	28,1					I
163	4,2	25,5	13,0				I	198	7,6	28,4	14,8				I
164	6,6	27,0	13,0				I	199	10,4	30,1					I
165	8,9	29,5	13,2				I	200	12,8	31,0	15,0				I
166	11,2	30,8	13,6				I	201	13,4/12,3	23,6	15,0				III
167	11,1	34,9		5,2	3,6	4,58	II	202	13,8/12,6	18,7					I
168	13,4	37,0	14,4				II	203	14,5/13,7	12,6	14,2	3—4	0,6—0,8		S
169	13,6	33,3					II	204	15,2/14,1	12,0		5	1,2		S
170	13,8	18,8	14,0				III	205	16,2/14,7	11,35	14,0				I
171	14,1	17,4					I	206	17,0	13,8					I
172	14,4	13,3	14,4				II	207	18,3	19,2					I
173	15,5	11,1	14,0				I	208	20,1	19,0					I
174	16,7	19,2					I	209	21,6	21,6	15,2				II
175	18,8	37,4					III	210	23,4	41,9					III
Phase von Amplitude abhängig															
Wenn $\alpha + \varphi_0 = \alpha t$ , geht $\psi$ von $\pi/2$ auf $3\pi/4$															
Protokoll 14															
176	+0,4	20,1	13,5	4,5	2,6	4,58	II	215	22,6	33,6					
177	1,5	21,4					II	216	0—14	>40					
178	3,4	24,0	14,2				II	217	15,0	41					II
179	5,8	26,0					II	218	14,7/12,7	25,7	16,2				II
180	8,8	29,1					II	219	14,8/13,1	18,9					II
181	12,2	31,1	14,2	2,3	2,1	3,88	II	220	15,0/13,2	16,0	15,0				II
182	13,3	31,2					II	221	15,0	9,35	14,0				I-S
183	13,2/12,0	19,4	15,0				II	222	15,5	10,5					S
184	13,7/12,3	15,8					II	223	17,4	14,0	14,2				I
185	14,1/12,9	12,8	14,0	3—5	0,4—0,6		S								

Kontrollmessung

224	18,2	15,9			264	25,0	> 39,3		
225	20,1	16,4			Protokoll 19				
226	20,9	14,2		I	265	0—13	> 40		
227	24,1	28,8		II	266	14,0	37,4		II
228	22,8	17,0		III	267	13,5	21,3		II
229	36,7			III	268	14,2/2,4	16,0		I
Protokoll 17									
230	—0,6—13	> 40			269	14,3/2,7	13,2		I
231	13,0	33,0			270	15,5	12,4		I
232	13,2	31,9		III	271	18,3	22,5		II
233	13,4/1,4	22,8		III	272	17,2	17,7		II
234	13,7	13,3		II	273	19,8	24,7		I, II
235	13,9	9,4		I	274	21,8	33,2		I, II
236	14,2	8,5		s	275	23,6	40,0		I, II
237	14,8	7,35		I. S	Phase schwankt. Extrem grosse Biegeamplituden, Drehamplituden				
238	15,5	7,4		I. S	schwanken stark. Anwachsende Schwebungen.				
239	16,7	8,9	5	I. S	Protokoll 20				
240	18,0	8,4		I	276	—0,5—13	> 40		4
241	20,3	8,55		I	277	14,4	38,6		st. S
242	25,8	> 39,3		I	278	13,3	28,8		st. S
243	23,6	25,6		I	279	13,9/2,2	22,0		6,84
244	22,3	21,6		I	280	14,1/2,3	18,15		6—7
245	20,6	8,55		I	281	15,5/3,3	14,0		S
246	21,6	12,4		I	282	14,5	10,7		6—7
247	18,7	8,55		I	283	15,9	11,0		I
Protokoll 18									
249	1,5—13	> 40			284	18,0	12,9		6—7
250	13,4	34,1		II	285	19,5	14,4		II
251	13,5	23,7		II	286	22,4	> 40,9		II
252	13,6	20,4		II	287	21,4	30,6		III
253	13,7	14,6		II	Protokoll 21				
254	13,8	10,9		II	288	—1,0—13	> 40		III
255	14,2	8,6	2—3	I. S	289	14,5	38,8		III
256	14,4	8,7	2—3	I. S	290	13,3	28,5		III
257	16,4	10,6	5	s	291	13,4/1,5	21,6		II
258	15,4	8,7		I	292	13,6/2,0	17,8		II
259	17,6	8,9		I	293	14,0/2,5	14,0		I
260	18,7	8,8		I	294	14,3/2,9	11,9		I. S
261	19,7	9,5		I	295	14,5/3,2	10,5		I
262	20,6	11,1		I	296	14,9	12,4		II
263	23,9	21,8 <sup>2</sup>		I	297	16,1	14,9		II
* Bei grösserem Staudruck klingt Schwingung wieder ab.									
					298	17,3	17,0		I
					299	18,7	17,2		I
					300	19,7	16,7		I

Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $\pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $\pi/8$	Inkr.
301	20,2	18,1	14,0			4	I	339	19,7	9,4				4	I
302	23,9	>40,5				4	I	340	20,7	9,5				4	I
303	23,4	>40,5				4	I	341	22,0	11,2	13,8			4	I
304	20,1	17,1				4	II	342	24,7	>39,3				4	I
305	20,5	20,2				4		Protokoll 24							
306	0,3—13	>40						344	-1,0—13	>40					
307	15,2	40,5						345	13,1	26,1				2	III
308	13,3	32,2	13,6				III	346	13,1	20,6				2	III
309	13,5	27,7					III	347	13,1	20,2				2	II
310	13,7	23,7					II	348	13,0	17,4				2—3	II
311	13,8/2,3	19,6	13,6				II	349	13,6	15,3	11,1*			2—3	I
312	14,0/2,5	15,4					I	350	13,7/2,5	11,6		3—4	1,5—2	2—3	S
313	14,1/2,6	13,5	13,6				I	351	14,3/3,2	9,7	11,3		2—2,5	2—3	S
314	14,3/2,9	12,8					I	352	14,2/3,2	7,9			2,5	2—3	s
315	14,5/3,1	11,7					I	353	14,8	7,7	11,5		3	2	s
316	14,7/3,7	9,8	13,8				I	354	16,0	7,4	11,7		3	2	s
317	14,6	9,6					I	355	17,3	7,4			3	2	I
318	16,3	9,4					I	356	18,6	7,25	11,5*		3	2	I
319	17,6	9,1	14,0				I	357	19,8	7,6			3	2	I
320	19,2	9,15					I	358	21,0	8,0	12,3		3	2	I
321	19,9	9,1	14,5				I	359	21,9	8,6			3	2	I
322	23,6	>39,3					I	360	23,7	11,8	12,7		3	2	I
323	21,6	22,8	15,0				II	361	28	>40,6			3	2	I
324	20,3	11,1					I	362	25,5	22,8	12,5		3	2	I
325	0—13	>40						Protokoll 25							
326	14,4/1,5	39,0					III	363	-1,1—13	>40					III
327	13,5	32,6					III	364	13,8	27,1				2	III
328	13,2	26,2					II	365	13,9	23,8				2	III
329	13,5/1,7	22,1					II	366	13,7	16,9	12,8		4	4	III
330	13,8	19,0	14,0				II	367	13,6/2,5	9,8	12,0*		5—6	5—6	S
331	13,9/2,3	16,0					II	368	14,1/3,0	7,9			3—3,5	2—2,5	S
332	14,0/2,5	13,9	13,6				I	369	14,2/3,1	6,85			3—4	2,5—3	S
333	14,3/2,9	13,2					I	370	14,3	6,3	12,3		3	1,5	1,5
334	14,4/3,0	10,8			1	4	I	371	15,2	7,1	12,3		4	1,5—1,7	1,5
335	14,5/3,4	10,0			0,5	4	I	372	17,2	7,2			3	1,4	1,4
336	14,8	9,1	14,0		0,5	4	I	373	18,5	7,6	12,8		3	5—6	I
337	16,5	9,4				4	I	374	20,1	8,2			3	5—6	I
338	18,7	9,4	13,8			4	I	375	23,8	>38,5			3	5—6	I
								376	20,7	14,2	13,2		3	5—6	I



Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$q$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \sqrt{U}/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$q$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \sqrt{U}/8$	Inkr.	$q_f$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \sqrt{U}/8$	Inkr.	
457	0,7	12,6	13,3			2-3	I	496	24,5	>40									I	
458	1,8	12,9	13,0	3,5 : 1,5		2,89	I	497	23,6	34,7								6-7	I	
459	2,9	12,7	13,0	3,9 : 1,5		2-3	I	498	22,4	22,7	14,1								II	
460	4,6	12,3	13,0			2,40	I	Protokoll 32												
461	5,9	13,5	13,1	3,0 : 1,5		2-3	I	499	-0,1	18,0			0,9	4-5					s	
462	8,2	14,1	13,1	3,0 : 1,5		2,75	I	500	1,5	19,2			0,7	4-5					s	
463	10,0	14,1	13,0	3,9 : 1,4		2-3	I	501	3,7	20,1	11,4*								I	
464	12,2	13,4	13,0	3,9 : 1,4		2,22	I	502	5,2	21,7	11,7								I	
465	13,1	12,5	13,2			2	I	503	6,9	24,8									II	
466	13,813,0	9,1	13,2			1-2	I	504	9,7	38,1	12,8								II	
467	14,313,4	8,2		3,5 0,2		0	s	505	11,0	39,5									III	
468	14,914,0	7,4		3,1 0,1		0	s	506	13,2	39,0	12,0								III	
469	15,2	6,2	13,1	3 0		0	s	507	13,811,7	32,6									III	
470	16,1	5,8	13,2	3,5 0,1		0	s	508	13,412,0	23,7	12,4								III	
471	17,3	6,6	13,1	5,5 0,1--0,2		0	S	509	13,312,2	16,3									III	
472	19,2	7,0	13,3			0-1	I	510	13,512,6	12,4	13,0	4,2 :	0,5	5-6					II	
473	20,7	7,0				0-1	I	511	13,913,2	7,1	12,9	3	0,1-0,4	6					S	
474	23,2	7,6	13,8			0-1	I	512	14,0	5,9		3	0,1-0,3	4					S	
475	25,0	17,6	14,0			0-1	I	513	14,7	6,7	12,9	4,5	0,1-0,3	4					S	
476	24,4	14,4				4	II	514	16,5	8,3	13,1								I	
477	25,7	39,5						515	17,8	7,0									I	
Protokoll 31								516	19,0	7,6										I
478	-0,2	12,7	12,5*	2,2 0,8		3,24	s	517	21,5	27,3									I	
479	1,3	13,0		2,3 0,8		4	s	518	23,1	>40	13,5								I	
480	2,6	13,8	12,5	2,5 1,0		4,00	s	519	20,3	8,8									I	
481	4,0	14,2		2,5 0,9		4	s	Protokoll 33			13,5								I	
482	6,1	14,9	12,3			4-5	s	520	+0,1	37,4	13,5*									
483	8,0	16,5	12,1	3,6 : 1,4		4,93	I	521	3,0	38,2									s	
484	10,0	19,8				4-5	II	522	5,8	36,9	13,5	1,0	1,5	2					s	
485	11,9	23,4	12,5	3,2 : 1,6		4,72	III	523	4,5	36,7	13,4	2	3,0	2					s	
486	12,9	23,8				4-5	III	524	7,6	36,5									s	
487	14,0	24,6	12,9			4-5	III	525	9,1	35,2	13,5	2	3	2					s	
488	14,012,4	18,2	12,8	3,6 : 1,5		4,66	III	526	11,8	33,4	13,5	2,5	4	2					s	
489	14,213,2	9,2	12,7	3-4 0,2-0,5		2	S	527	12,4	28,7	13,5	3,8	4,5	1,8					s	
490	14,814,0	6,8		4 0,3		2	I, S	528	12,8	24,4	13,6	4	4	2					s	
491	14,5	5,4	13,1	2,2 0,2		2	I, S	529	13,312,2	17,5	13,4	4	3,5	2					s	
492	15,5	5,5		3 0,1		2	S	530	13,612,4	15,8		3	2	2,9					s	
493	17,8	6,6	13,6	2,8 : 0,5		2-3	I	531	13,712,6	11,0	13,1	3	1,2	1-2					s	
494	19,8	6,8		3,5 : 0,5		2-3	I	532	14,113,1	7,7		2-3	0,1	0-1					S	
495	21,6	6,7	13,4	3,5 : 0,5		2-3	I	533	14,313,5	7,2	13,2	2,5-3	0,1	0-1					S	





Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$Y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$Y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.
613	14,3/13,4	12,7	13,2	5	1	2	s	652	22,6	26,9	15,8			2-3	I
614	14,6	14,7	13,4			2	III	653	23,1	38,8				2-3	I
615	15,6	20,8				2-3	III	Protokoll 41							
616	16,9	36,2	14,5*			5-6	III	654	-0,7	37,4	11,2			5	I
Protokoll 39								655	0,7	37,7					I
618	-0,3	22,2	13,6				I	656	0,3	37,7					I
619	+0,9	22,6					I	657	2,3	37,3	11,4	-3	1,5	5-6	I
620	1,8	24,4	13,6				I	658	4,4	>38,25					I
621	3,0	25,0					I	659	6,0	>38,5					I
622	5,1	25,4	13,5				I	660	13,5/12,0	38,1				4	II
623	6,8	24,9		4,9	1,1	2,64	I	661	13,4/12,2	27,6	11,4			4,00	II
624	8,9	25,4	13,3			3	I	662	13,6/12,6	17,1				3-4	II
625	10,6	26,5				3-4	I	663	13,8/13,0	14,3	13,4	2-3	0,4-0,6		S
626	12,4	27,4	13,3			3-4	I	664	13,7/13,2	11,1				2,5-3	S
627	13,2/12,4	19,9	13,7			2-3	I	665	14,6/13,7	9,8				3-4	S
628	13,7/2,8	16,6	13,8	3-4	0,9	2	S	666	15,0	13,3	13,7				S
629	14,3/13,5	11,0		2,5	0,6	2	S	667	16,2	26,7					I
630	14,8/14,0	10,9	14,0	4	0,7	2	s	668	17,0	>38,5					II
631	14,8	12,6				2	s	Protokoll 42							II
632	16,2	18,8				2	I	586	-0,3	>37,5					
633	17,1	27,6	14,6			4	I	587	0	>37,5					
634	17,8	38,8					II	Ergänzungsmessungen							
Protokoll 40								669	-0,2	34,3	15,5			2-3	I
635	-0,3	30,8					II	670	+0,3	34,7	15,5			2-3	I
636	+0,3	30,1	14,8			2,56	II	E1	13,2/12,2	24,8					I
637	1,8	30,8				2-3	II	E2	13,8/12,9	13,8					I
638	3,3	29,1	14,3			2-3	I	E3	14,5/13,8	12,0					I
639	5,3	27,3		3	1,2	2,18	s	E4	15,2	21,2	12,8	3,5	4		I
640	6,9	28,1	14,2	2,5	1	2-3	s	E5	13,9/12,6	21,1					I
641	9,2	28,2		3	1,4	2-3	s	E6	14,5	18,6					
642	11,2	27,2	14,2			2-3	I	E7	14,2/13,1	18,4					
643	12,5	25,7					I	E8	15,1	21,6					
644	13,2/12,5	21,4	14,5	3	1,5	2-3	s	E9	13,8/12,8	17,0					
645	14,1/13,0	16,6					st. S	E10	14,6/13,5	14,5					
646	14,5/13,7	13,2	15,2				st. S	E11	14,8/13,7	14,0					
647	15,2/14,2	13,0		2,5-3	0,7-0,9	2-3	I, S	E12	15,8	28,0					II
648	16,0	14,7	15,0	6	5	2-3	S	E13	13,7/12,7	16,3					
649	17,7	14,8		3,5-4,5	1,8-1,9	2-3	I	E14	14,1/13,1	13,1					
650	19,8	14,2	15,6			2-3	I	E15	14,4/13,5	12,9					
651	21,9	20,4				2-3	I	E16	15,4	22,0					



Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$\sigma_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$Y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$Y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.
Protokoll 50															
755	15,013,5	36,65 <sup>1</sup>	19,5	4-6	0,5-0,7	3-4	S	788	18,6	18,3	19,5	:	0,8	4	II
756	15,413,8	35,8		4-6	0,5-0,7	3-4	S	789	20,9	16,9	19,5	8	1,2	4	II
757	15,614,3	32,45	19,7	3-5	0,4-0,6	3-4	S	790	22,0	18,25	19,5	5	0,9	4	I
758	15,814,4	30,4					s	791	23,1	29,0	20,3	9	2	4	II
759	16,3	27,8	19,6	7	0,9	2	s	792	23,6	38,5	20,7	6	1	4	III
760	17,1	>37,7					s	Protokoll 53							
761	15,614,0	37,6 <sup>1</sup>				$\nu_2$	S	793	14,212,8	39,5 <sup>1</sup>	18,0	7,5	1,4	6	II
762	16,414,7	35,9				$\nu_2$	S	794	14,313,1	28,65		7,5	0,6	5-6	S
763	17,0	34,3					s	795	14,813,5	25,75	18,3	7,5	0,4-0,6		S
764	17,5	36,8	22,0			1-2	s	796	15,113,8	22,25		5	0,4-0,6		1.S
Protokoll 51															
765	14,712,9	37,4 <sup>1</sup>	20,0	3,5-5	1-1,2	1-2	III	797	15,414,0	20,1	18,3	5	0,4-0,6		1.S
766	15,013,2	31,4					S	798	15,514,4	14,85	18,3	3,5	0,2	5-6	1.S
767	15,113,6	28,2	19,0	4-4,5	0,9-1	1-2	S	799	16,2	15,45	18,6	5	0,3	5	1.S
768	15,013,7	20,85	19,0	2,5-3	0,2-0,3		S	800	17,0	20,95	19,8	2,5	0,2	5	III
769	15,214,1	19,3		3-4	0,2-0,3		S	801	18,3	31,0	20,3	3	0,2	5	I
770	15,714,2	18,8	19,0	3	0,2	1-2	s	802	19,7	18,6	20,3	4	0,5	4-5	I
771	16,0	19,75		6	2	1-2	s	803	20,6	17,8	20,1	4	0,5	4	I
772	17,4	24,45	20,0			0	III	804	21,8	23,3		4	0,6	4	I
773	19,0	22,6 <sup>3</sup>					III	805	22,7	33,2					
774	19,5	22,95	20,1			1-2	III	806	23,5	>40,5					
775	20,3	23,3				2	III	Protokoll 54							
776	21,1	21,75	20,6	2,5	1,2	2	III	807	14,012,6	39,1 <sup>1</sup>	18,3	5	1	5-6	I
777	22,0	20,8				2	III	808	14,413,2	31,4		9-5	0,5-1		st. S
778	23,6	27,05	21,3			2	III	809	14,813,6	24,2	18,0	3,6-4	0,5-0,9		st. S
779	22,9	22,0				2	III	810	15,214,0	20,4	18,3	3-4	0,5-1		st. S
780	25,0	39,7	20,9			2-3	III	811	15,414,2	17,5	18,3	4,0	0,3	4	s
<sup>2</sup> Mit zunehmender Amplitude wächst y schneller als $\varphi$ ; abhängig von Amplitude.															
<sup>3</sup> Punkte 773-775: bei $q_k$ beginnt Schwingung auch ohne Anregung.															
Protokoll 52															
781	13,412,3	35,9 <sup>1</sup>	18,5	7	2	4-5	III	812	15,7	15,0	18,8	5	0,2	4	s
782	14,213,6	25,85	18,6	17	1,8	5	S	813	16,9	14,15	18,8	5	0,2	4	s
783	14,713,5	20,35	18,4	9-10	0,5-0,6	4	S	814	18,2	30,6	19,3	4,5	0,5	4	II
784	15,013,8	15,1		5-6	0,4	4	S	815	18,6	28,7		4,5	0,5	4	II
785	15,514,3	15,2	18,6	7	0,5	4	1.S	816	19,8	22,45	19,5	2,5	0,4	4	I <sup>2</sup>
786	15,8	15,55		10	0,6	4	s	817	20,7	16,6	19,5	1,5	0,1	4	I
787	17,4	19,5	19,2	11	2	4	II	818	21,7	19,3	19,5	4	0,3	4	I
								819	22,4	28,0		5	0,6	4	I
								820	22,8	40,9				4	I
<sup>2</sup> Messpunkte 815-820: Anwachsen auch ohne Anregung.															
Protokoll 55															
821	14,212,3	39,4 <sup>1</sup>	17,3	7,5	1,5	4	S	821	14,212,3	39,4 <sup>1</sup>	17,3	7,5	1,5	4	S
822	14,212,5	28,5		4	0,5:2	3-5	st. S	822	14,212,5	28,5		4	0,5:2	3-5	st. S
823	15,013,6	22,9						823	15,013,6	22,9					

824	15,414,4	21,75	17,5	8	0,5-2	3-5	st. S	855	23,9	38,7	17,3	4,5	1,2	6-7	I
825	15,8	18,95	17,8	8	0,7-1,5	6	st. S	856	15,0	14,7					s
826	17,1	24,7	17,8	4,5	0,7	6	III	Protokoll 58							
827	18,2	30,8	18,3	4		6	III	857	14,012,6	36,9	16,7	6,5	2,2	0-1	I
828	19,4	32,15	19,0	4	1,3	6-7	III	858	14,012,6	31,05	16,4	5	2,2	0-1	I
829	20,5	35,4					s	859	14,212,7	24,50	16,5	3	0,9	0-1	I. S
830	21,9	>41,2						860	14,513,3	18,3				1	I. S
D <sub>T</sub> = 0,009								861	14,5	15,45					I. S
873	15,0	13,8						862	15,2	16,4	16,6	5,5	1,2	0-1	I. S
874	16,2	16,4						863	16,5	16,05		5,5	1,2	0-1	I. S
875	14,2	12,9						864	17,5	14,70	16,5	6,5	1,3	0-1	I. S
	14,213,2	15,0						865	18,0	14,5		7	1,5	1-2	I. S
Protokoll 56								866	20,4	12,8	17,0	2,5	1	1-2	I
831	14,212,4	32,3 <sup>1</sup>	17,2	7	2	6-7	II	867	21,9	12,65		5	2	1	II
832	14,112,5	26,55		-4	-1		S	868	23,2	17,2	17,6				III
833	14,413,2	20,0	18,0	3	3-5	-7	S	869	24,5	28,8					III
834	15,214,0	18,95	18,0	3	0,1	4	s	870	25,5	37,35					III
835	14,8	17,9				4	s	Protokoll 59							
836	16,7	40,0				4	II	861*	0,5	15,53	7,8	3,5	1,5	5-6	I
837	18,5	35,65	19,0	3	0,5	4	II	862*	2,6	17,0	7,8	5	2,1	5-6	I
838	19,3	28,0				4	II	863*	3,7	17,35	7,8	5	2,1	5-6	I
839	20,5	25,4	19,0	4	0,5	4	I	864*	5,2	17,5	7,8	6	2,7	5-6	I
840	21,5	25,2				3-4	I	865*	7,0	18,2	7,7	3	2	6	I
841	22,4	>41,2 <sup>2</sup>					III	866*	9,6	20,95	7,7	3	2	6	I
D <sub>T</sub> = 0,009								867*	10,6	22,3	7,2	4	2,6	6-7	I
871	15,0	16,6					III	868*	11,6	21,65	7,3	4,5	2,5	6-7	I
Protokoll 57								869*	12,8	22,7		3,5	1,7	6	II
842	14,712,5	35,4	16,7	9	4	5-6	III	870*	13,2	6,95	8,5	6	0,9	1-2	II
843	14,212,3	30,0		10	4	6	s	871	13,6	5,92	8,7	3-3,5	0,5	1-2	S
844	14,112,6	26,6		5	2,5	6	L. S	872	13,8	4,89	9,0	3-3,5	0,5	1-2	S
845	14,713,3	21,15	17,1	5-6	2-2,5		L. S	873	14,6	11,75		3	0,5	2	II
846	15,013,6	17,9	17,1	5,5	1,7	6	L. S	874	14,8	21,65		3	0,5	2	III
847	14,6	15,2	17,4	5,5	1,2	6	L. S	875	15,6	35,2					III
848	15,6	18,8		5	1,2	6	s	Protokoll 60							
849	16,5	22,7	18,0	5	1,7	6-7	II	876	-0,6	12,2	8,2	4	1,3	4,0	I
850	18,5	21,15		3,5	0,9	6	II	877	3,0	12,5		6	1,7	4,0	I
851	19,5	15,55	17,7	3	0,5	6-7	I	878	4,6	12,1	8,2	3,5	1	4,0	I
852	20,5	16,0		3	0,5	6-7	I	879	7,6	12,8		5	1,6	4,0	I
853	21,7	16,15	17,7	3	0,5	6-7	I	880	9,1	14,6	8,2	5	1,2	4,0	I
854	23,0	18,2		3	0,5	6-7	I	881	10,9	14,7		5	1,2	3	I
				3	0,5			882	11,9	13,4	8,5	5	1,1		I
								883	11,9	13,3					I

Meß- pkt	$\alpha\infty$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$q$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $\pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha\infty$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$q$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $\pi/8$	Inkr.
884	12,6	12,5	8,5	2	0,7	3	II	922	14,2	11,75	9,0	6	1	2	S
885	13,212,4	6,85	8,7	6,5	1,5	2-3	II	923	15,5	11,9	9,0	6	1	2	S
886	13,813,1	5,24	8,8	3,5	1	1-2	I-S	924	16,7	12,7	11,1	2,5	1,4	1	S
887	14,113,3	4,55	9,1	3	0,8	1-2	I-S	925	19,7	11,85	11,6	1,5	1	0	S
888	14,2	4,20	9,1	3,5	1	1-2	I-S	926	22,0	16,4					
889	14,9	4,29		4,5	1,1	1-2	I-S	927	23,6	21,6					
890	15,7	6,1	9,0	4	1	2-3	I	Protokoll 63							
891	16,7	7,1		3	1	3	II	928	-0,9	>35					
892	17,1	8,75	8,9	4	1,4	3	II	929	13,111,7	9,0					
893	17,5	22,2					II	930	13,312,2	6,8	8,8	8,5	0,5	0	S
894	18,3	36,1				5	III	931	13,412,6	4,7	8,8	3	0	0	S
Protokoll 61															
895	-0,2	11,7	9,0	3	1	2	I	932	13,813,2	3,26	8,8	2,5	0	0	S
896	2,4	12,47					I	933	13,8	3,6	9,0	4	0	0	S
897	5,0	13,4	9,0	2,5	0,9	2	I	934	14,3	5,15		11	0,5	0	S
898	6,7	13,85		4	1	2	I	935	15,5	5,4					
899	9,2	13,7	9,0	3	0,9	2-3	I	936	17,6	12,9	11,5	1,5	1,3	0	I
900	11,5	14,4					I	937	18,2	14,2					
901	12,6	15,2	9,2	3,5	0,7	2-3	I	938	19,4	13,3	11,5			1,5	I
902	13,512,6	8,08	9,2	2,5	1,2	2	II	939	20,5	11,85	11,5			1,5	I
903	14,113,2	7,15	9,2	2,5-3,5	0,7	2	S	940	22,5	12,9		1,2	1,5	1	I
904	14,513,7	6,18	9,4	2-3	0,6	2	S	941	-24,5	23,45				1	II
905	14,5	6,18		3	1	2	S	Zuerst Neutralpunkt in der Austrittskante dann in der elastischen Axe							
906	15,5	6,7	9,4	5,5	1,6	1-2	S	Protokoll 64							
907	17,0	8,0					I	942	-0,4 bis	-0,7 keine Schwingung bis $q_k = 40$ , dann Kippen.					
908	18,2	16,3	9,9	2	1,2	1-2	III	943	8,3	13,45	9,1	3,5	2,2	2	S
909	19,5	28,8						944	7,8	14,5				2	S
Protokoll 62															
910	-0,3	24,2		3	3	2	II	945	4,5	15,85	9,0	3,5	2,5	2	S
911	2,3	24,8		3,5	3,5	2	II	946	3,7	23,75			2,5	2-3	S
912	3,7	25,15	11,0	2,5	1,5	1-2	II	947	2,9	32,15	8,9	1,7	2,7	2	S
913	5,2	25,3		2,5	1,5	1-2	II	948	9,1	12,7	9,1	4	3	2-3	S
914	6,9	25,65	11,0	4	3	1-2	I-II	949	10,9	10,8		4,5	3	2-3	S
915	9,2	25,8		3	3	1-2	I-II	950	12,5	8,82	9,3	4	2	2-3	S
916	11,2	26,0	11,1	2,5	3	1-2	I-II	951	13,312,3	6,85	9,1	2,5	0,8	1-2	S
917	12,3	25,15		2,5	3	2	I-II	952	13,312,7	4,11		2,2	0	0	S
918	13,1	21,0		2,5	3	2	I-II	953	13,6	3,26	9,0	4	0	0	S
919	13,712,4		8,5	5-5,5	1-1,5	4-5	S	954	14,2	3,43		4	0	0	S
920	13,812,6	8,5	8,5	5	0,4	4-5	S	955	16,0	4,20	8,9	7,5	0,2	0	S
921	14,213,1	7,8		5	0,3	4,0	S	956	18,2	7,55					I
								957	20,4	11,58		2,5	1	2	III

958	22,5	14,0		2,5 : 1	2	III	997	7,2	21,8	2,5 :	1	5	I
959	24,0	18,85		2,5 : 1,4	2-3	III	998	9,7	22,4	5 :	1,5	5-6	I
960	25,2	24,5		2,5 : 1,4	2-3	III	999	11,3	23,5	5 :	1,7	6	I
Protokoll 65													
961	-0,8	29,1		1,5 :	3	I	1000	12,3	26,1	3 :	1,7	6	I
962	+0,7	26,5	7,5	1,7 :	3	I	1001	12,811,9	12,2	6 :	2	3	I
963	2,6	16,7	8,1	1,5 :	3	I	1002	13,713,1	10,25	4,5 :	1,2	2-3	I
964	3,7	13,3		2 :	3-4	I	1003	14,213,6	9,05	6 :	1,2	1	I
965	5,4	9,65	8,5	3 :	3-4	I	1004	14,2	9,14				
966	7,5	9,72		2 :	3-4	s	1005	14,3	13,1				
967	8,8	9,72		2 :	3-4	s	1006	14,4	32,2				
968	10,7	9,65	8,8	3 :	3-4	s	Protokoll 68						
969	12,3	8,97		2 :	4	s	1007	0,3	18,75	2,7 :	1,5	1-2	I
970	13,012,0	7,44	8,9	3,7 :	2-3	s	1008	1,8	19,6				
971	13,212,4	5,64	9,0	4 :	3	s	1009	3,7	17,2	3,5 :	1,5	2	I
972	13,713,1	4,19		3 :	2-3	s	1010	5,3	16,95	2,5 :	1	2	I
973	14,3	3,16	9,1	3 :	0	s	1011	7,2	17,95	2,5 :	1,2	2	I
974	15,7	3,33		0,1 :	0	s	1012	9,6	18,65	4,2 :	1,5	1-2	I
975	18,1	5,98	9,4	2 :	2	I	1013	10,7	20,8	4 :	1,2	1-2	I
976	19,5	5,9		2 :	2	I	1014	11,8	21,3	2,5 :	1,5	2	II
977	21,8	5,98	9,6	2 :	2	I	1015	13,111,9	14,0	4 :	1,2	1-2	II
978	23,8	27,25		2 :	4	I	1016	13,713,0	10,05	3 :	1	2-3	s
979	22,7	16,85		0,1 :	0	I	1017	14,413,8	7,9	3 :	1,5	2	I
Protokoll 66													
980	-0,7	19,1			4	II	1018	14,4	8,85	3 :	1,5	2	s
981	0,9	17,3	7,2	1,7 :	5-6	I	1019	14,5	11,00	3 :	1,5	2	I
982	3,4	17,95		2,5 :	6	I	1020	14,8	20,4	2 :	1	2	II
983	6,4	15,6		2 :	6	I	Protokoll 69						
984	9,8	17,95	7,2	3,5 :	6	I	1022	+0,2	21,2	2,5 :	1,2	2	s
985	12,7	20,35	7,2	3,5 :	6	I	1023	1,8	21,8	2,5 :	1,2	2	I
986	12,611,3	8,8		1,5 :	6	III	1024	3,6	21,55	2,5 :	1,2	2	I
987	13,412,5	5,4	8,5	5,5 :	5-6	III	1025	5,5	21,6	2,5 :	1,2	2	I
988	13,813,2	3,85	8,6	3 :	4	s	1026	7,0	22,4	3 :	2	2	I
989	15,7	6,93	9,2	1 :	4	s	1027	9,2	25,05	3 :	1,7	1-2	I
990	17,5	13,25		4 :	4	I	1028	10,7	24,9	3,5 :	2	1-2	I
991	20,4	28,6		2 :	4	S	1029	12,6	23,7	1,5 :	1,5	1-2	I
Protokoll 67													
992	0	33,6		2 :	4	III	1030	12,912,2	23,2	2-2,5	1,5-2,5	3	S
993	0,9	24,8	8,1		4	II	1031	14,212,9	14,15	2,5	2,2		s
994	1,9	22,45	8,0	2,5 :	4-5	I	1032	14,613,7	10,3	1,5 :	1	4	II
995	3,7	22,65		3 :	5	I	1033	15,213,9	14,85			4	III
996	5,6	23,85	7,9	3,6 :	5	I	1034	15,2	19,75			4	III
							1035	17,3	26,0			4	III
							1036	17,4	31,9			4	III

Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_{\infty}$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.
Protokoll 122 Reine Torsionsschwingung															
1801	14,112,7	41,2		8,5				1839	14,1	14,7	9,5	5,5			s
1802	14,212,8	29,0	13,5	8,5			I	Protokoll 124 Reine Torsionsschwingung							
1803	14,212,9	20,2	13,0	7			s	1840	13,212,3	4,63	5,7	4			s
1804	14,313,4	13,7	13,3*	5			s	1841	13,412,5	3,75		3,5			s
1805	14,413,7	10,3	13,5	4			s	1842	13,3	12,6	5,8	6			s
1806	14,4	22,0	14,0	9			s	1843	13,312,5	3,02	5,7	3			s
1807	14,5	38						1844	13,512,7	5,58	8,0	3,2			s
1808	14,212,5	36,4	12,1	7			II	1845	13,112,5	4,20	7,8	2			s
1809	14,413,9	11,2	12,0	6			s	1846	12,811,8	6,36	7,7	2,5			s
1810	14,313,7	8,05	12,0	3,5			s	1847	12,611,4	11,3		4,2			s
1811	14,2	19,9	12,2	9			II	1848	13,5	22,1					I
1812	14,4	39						1849	12,812,1	6,20	8,6	1,7			S
1813	12,9	7,0	8,5	7			s	1850	13,012,3	5,76	8,5	1-1,5			S
1814	13,011,4	14,1	8,5	7			s	1851	13,412,8	4,62	8,5	2			s
1815	13,411,7	34,5	8,7	12			s	1852	14,413,7	12,0		6			s
1816	13,1	6,3	8,5	7			s	1853	14,5	21,7	8,5	6			s
1817	13,5	29,1	9,6	13			s	1854	13,612,5	>35					S
1818	13,711,4	37,0	9,2	12			s	1855	14,013,2	15,5	15,7	1-1,2			S
1819	13,111,7	15,5						1856	14,6	>35					s
1820	13,512,6	9,52	9,0	4-7			S	1857	12,912,1	27,9		6			s
1821	13,812,8	8,14	9,0	4-5			S	1858	14,413,4	20,4	11,7	5			s
1822	13,1	35,8					II	1859	14,513,1	6,66	11,8	1,5-1,7			S
Protokoll 123 Reine Torsionsschwingung															
1823	13,111,7	25,8		6,5			s	1860	12,211,8	26,2					II
1824	13,412,4	16,5	12,5	2-3			S	Protokoll 125 Reine Torsionsschwingung							
1825	13,613,0	11,6	12,5	3,2			s	1861	0-12	>35					I
1826	13,7	24,7						1862	15,114,2	16,7	16,7				S
1827	14,613,4	19,6	15,3	4			s	1863	14,714,0	15,4	16,6	1,5-2			S
1828	15,514,2	23,3	18,0	4			s	1864	14,513,7	13,7	16,7	1-1,5			S
1829	14,213,4	20,6	17,2	2-3			S	1865	13,913,3	13,1	16,7	1,2-1,5			S
1830	15,213,3	36,5	17,4	5,5			s	1866	13,5	>37					s
1831	14,112,6	24,7	13,2	3,8			s	1867	12,611,5	3,67	5,7	2,7			s
1832	14,213,6	8,15	13,3	1,8			s	1868	13,612,9	6,10		5,5			s
1833	14,313,8	7,45	13,4	1,5			s	1869	12,411,5	3,75	5,7	2,7			s
1834	14,2	15,4	13,4	3,5			I	1870	12,211,0	5,50		3,5			s
1835	14,6	>38,5						1871	12,812,2	2,88	5,7	2			s
1836	13,412,2	12,3	9,5	3,5			s	1872	14,313,6	10,1	13,9	1,5-1,7			st. S
1837	13,813,2	5,5	9,5	1,2-1,5			S	1873	14,013,4	11,1	13,9	1,5			s
1838	14,013,4	4,9					s	1874	13,712,4	29,1	14,0	4,2			s
								1875	15,414,2	19,3		4,2			s
								1876	14,713,8	13,0	14,0	2-2,2			S



1877	14,813,8	25,0	1—1,2	S	1073	13,6	111,1	10,3	3,5 : 1	2	II	
1878	15,114,1	23,8	1,2	s	1074	15,1	7,23		4	0	s	
1879	15,214,2	23,6	1,5	s	1075	16,4	15,7				III	
1880	15,914,6	27,8	1,7	s	1076	16,9	48,5				III	
1881	14,613,4	>37									III	
Protokoll 70												
1037	—19,6	21,5	3,5 : 1	II	1077	—20,6	75,8	4		4	s	
1038	—16,1	14,5	4 : 1	I	1078	—18,3	55,3	4		4	s	
1039	—14,5	12,5	4,5 : 1	I	1079	—13,9	12,6	10,2	1,5 : 1,5	2—3	I	
1040	—11,7	10,5	3	s	1080	—15,4	22,5	4		4	s	
1041	—11,1	12,0	2,5 : 0	s	1081	—12,7	8,77	9,9	2,7	2	s	
1042	—10,6	18,0	4 : 0,7	I	1082	—11,8	7,85	1—2	4,5	1—2	s	
1043	—7,0	26,7	3,5 : 1,5	II	1083	—10,4	10,5	9,4	2	2	s	
1044	—8,5	23,0		II	1084	—9,6	35,1		1	4	III	
1045	—5,8	31,4	3,5 : 1,5	III	1085	—9,4	71,9	4		4	st. III	
1046	—2,6	26,7	2,5 : 1,2	II	1086	+10,3	68,6 <sup>1</sup>	4	0,6 : 3	4	I	
1047	+ 0,7	26,7	3,5 : 1,5	I	1087	12,4	58,7	4		4	s	
1048	4,4	28,0	4 : 1,5	I	1088	14,2	33,5	4		4	st. II	
1050	7,4	30,4	2,5 : 1,2	I	1089	14,6	10,9			4		
1051	9,7	23,7	3,5 : 1,2	I	1090	16,6	7,34	9,6		4	II	
1052	10,6	17,7	3,5 : 1,2	I	1091	19,4	8,05					
1053	12,3	14,0	3 : 0,5	I								
1054	14,2	8,35	3,5 : 0	s	Protokoll 73							
1055	16,4	12,3		st. III	1092	—20,7	34,4		1	4	I	
1056	17,2	36,4			1093	—17,3	21,1	10,3	2	2—3	I	
1057	—11,6	9,0	2,7	s	1094	—14,6	10,1		2,5 : 2	1—2	II	
Protokoll 71												
1058	—20,8	44,5			1095	—12,6	7,25	9,7	4	0,1	s	
1059	—15,8	13,6	2,5 : 1,2	I	1096	—11,7	7,65		2,5	0	s	
1060	—12,9	6,82	4 : 0	s	1097	—10,2	16,1	10,0	1,5 : 0,9	2	II	
1061	—11,7	7,65	3,7	s	1098	—9,3	30,6		2,5 : 4,5	3	I	
1062	—14,2	9,92	3,5 : 1,5	I	1099	—7,2	44,4	10,0	2	5	s	
1063	—10,4	11,8	3,2 : 1,5	I	1100	—5,1	43,8	10,0	2,5	6	s	
1064	—7,7	19,4	1,7 : 1	I	1101	—1,8	38,8	9,6	3,5	3—4	s	
1065	—5,5	21,5	3,5 : 2,8	I	1102	+ 0,9	39,7		2,5	5,5	s	
1066	—3,4	21,5	2 : 1,5	II	1103	8,6	46,3		2,5	2	s	
1067	—0,5	21,1	1,5 : 1,2	II	1104	10,2	29,8	10,1	2	3,5	s	
1068	+ 3,4	21,2	2 : 1,7	III	1105	10,3	30,6		1,5	4	s	
1069	6,1	25,4	2 : 1,5	II	1106	11,9	24,4	10,5	2,5	2,5	s	
1070	9,1	29,7	1,5 : 1,2	I	1107	14,313,9	10,1			4	st. III	
1071	11,2	27,4	2 : 2	II	1108	12,9	13,2			3—4	s	
1072	12,3	16,9	2,5 : 0,9	I	1109	15,4	8,05	10,5	2,5 : 0,5	3—4	III	
					1110	17,7	14,0			4	II	
					1111	18,2	49,6				II	

Meß- pkt	$\alpha_0$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $-\pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_0$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $-\pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_0$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$\gamma_0$ mm	$\psi$ $-\pi/8$	Inkr.	
Protokoll 74																								
1112	-19,1	29,0				1-2	II	1150	-12,4	10,6			2								2	2-3		s
1113	-15,9	18,0		3	1	1-2	II	1151	-11,6	8,68											2	2-3		s
1114	-13,4	17,5	12,2	3	1	1-2	s	1152	-11,3	9,1											2	2-3		s
1115	-11,6	13,4		1,7	0,1	4	s	1153	-10,6	14,0											2	2-3		s
1116	-9,6	31,0	10,3	2	0,9	1-2	I,III	1154	-10,2	71,6											2	4		s
1117	-6,6	36,8				1-2	II	1155	+11,6	52,5 <sup>1</sup>											2	2-3		s
1118	-5,6	36,4	11,0	3,5	1	1-2	I,III	1156	12,5	34,7											4			s
1119	-7,6	36,8						1157	13,6	14,0											4	4,5		s
1120	-3,1	34,3	11,2	3,5	1	1-2	II	1158	14,4	9,7														
1121	-1,7	33,5		3,5	0,8	4	I	1159	16,1	11,1														
1122	+1,5	34,7	10,5	3,5	0,8	4	II	1160	17,4	28,5														
1123	5,8	40,1				4	II	1161	18,0	50,8														
1124	8,4	45,2		4	2	4	II	Protokoll 77																
1125	9,8	35,6		3,5	1,5	1	III	1162	-18,4	57,2											2,5	2		II
1126	11,2	26,0	12,0	3,5	1,2	1-2	III	1163	-15,3	32,2											2,5	2-3		s
1127	13,2	16,5		8	3,5	1-2	s	1164	-10,8	24,4											3,5	4		s
1128	14,1	14,0					II	1165	-11,8	37,6											3,5	4		s
1129	14,6	12,8		0,5-1	0	4	S	1166	-10,8	16,95											3,5	4		s
1130	16,4	16,9		2,5	0,9	2	I	1167	-9,8	17,7											2,5	4		s
1131	17,4	42,0					I,III	1168	-9,1	37,2											2,5	4		s
Protokoll 75								1169	-8,8	54,1											4,5	2		s
1133	-21,6	>75						1170	-8,2	71,0											3	2-3		II
1134	-16,0	72,6	10,0	4	5	1-2	I	1171	-6,1	>75											3	1		s
1135	-12,8	10,7	9,0	4	3	1-2	s	1172	+6,1	69,5											5,5	2,22		s
1136	-11,9	9,9		2,5	1,7	1-2	s	1173	11,6	74,4											3,5	2		II
1137	-11,1	9,9	8,8	2,5	1,7	1-2	s	1174	12,8	39,6											5	2-3		s
1138	-10,6	13,0		4	3	1-2	s	1175	16,6	21,0											2,7	0		s
1139	-9,8	21,9	8,8	4,7	4,5	1-2	s	1176	17,4	18,2											2	0		s
1140	-9,6	>70,6						1177	18,9	39,2														III
1141	+11,4	64,8 <sup>1</sup>						Protokoll 78																
1142	12,5	23,1	8,8	4	5	2	s	1178	-14,4	47,1											4	2		III
1143	13,6	14,4		5	4,5	2	s	1179	-12,4	35,7											3	2		s
1144	14,4	9,7	8,8	3	3	1-2	s	1180	-10,2	16,6											3	0		s
1145	15,2/14,5	12,2		3,5	4,5	2	s	1181	-10,8	21,5											3,5	0		s
1146	15,6	10,12						1182	-9,1	31,8											3	0		s
1147	17,4	27,2						1183	-8,5	62,0											2,5	1		III
1148	18,2	54,1						1184	+0,3	70,6											2,5	1		I
Protokoll 76								1185	4,3	72,0											2,5	1		I
1149	-15,3	74,5				4		1186	12,6	69,8											2,5	3		II
								1187	14,6	45,5											3	0		s

1188	16,6	26,9	16,7	3	0	2-3	s	1228	11,6	62,8	18,9	2	1,5	6	s
1189	17,4	20,6	16,7	3,5	0	2	s	1229	13,7	35,1		3	1,2	6-7	s
1190	17,9	30,2		5	0	1-2	s	1230	15,4	24,0		1	0		s
	19,4	45,5						1231	17,4	16,7		2	0		s
Protokoll 79															
1191	17,6	59,1	19,3	2	0,7	2-3	s	1232	18,4	23,7					s
1192	15,4	41,3		2,5	0,9	2	s	Protokoll 81							II
1193	13,5	24,8	19,0	2,5	0,2	1-2	s	1234	13,8	71,1					st. S <sup>2</sup>
1194	11,7	20,8	19,0	4,1	0		s	1235	12,6	39,2		2	1	4-5	1. S <sup>2</sup>
1195	11,2	21,5	19,0	3	0		s	1236	14,2	37,6	19,0	1,2	2	4-5	s
1196	9,7	26,8		3	0,1	4	s	1237	12,0	36,0		0,2	0,5	4-5	s
1197	8,2	40,0	19,5	2,5	0,6	4	I	1238	11,7	>70,6					
1198	5,9	55,0		2,2	1	4	II	1239	12,4	71,5* <sup>1</sup>		2	5	4	S <sup>2</sup>
1199	2,4	50,9	19,0	3,2	1,5	4	II	1240	14,1	42,2		4	3	4	S <sup>2</sup>
1200	1,3	50,0		3	1	5		1241	14,9	34,5		(2	2)	5-6	S <sup>3</sup>
1201	4,9	52,4	18,7	2,5	1	5-6	I	1242	15,4	32,8		(1	1)		
1202	7,9	54,4		2	1	4	I	1243	16,4	55,8					
1203	9,6	59,0	18,6	3	1,5	4	I,III	1244	15,1	41,3		2,5	2	0	st. I
1204	11,3	52,7		3	1,5	4	I,III	1245	16,1	66,4	16,3	2	2	0	s
1205	13,1	39,3	19,4	3,8	1	4	I,II	1246	13,5	37,2		1,7	1,5	1-2	I
1206	14,3	30,8		4	0,9	4	I	1247	12,7	37,3		1,5	1,5	1-2	s
1207	15,9	24,0	19,5	6	0	4	I	1248	11,8	42,2	16,4				
1208	16,7	19,4		2-2,5	0		S	1249	11,3	>70		1	1	0	s
1209	17,9	20,2	19,0	2-2,5	0	4	I,III	1250	11,2	72,4 <sup>1</sup>	16,3	2,2	2,7	1-2	s
1210	19,5	42,2						1251	13,0	41,7		2,5	2,5	1-2	II
Protokoll 80															
1211	16,3	71,8	19,1	5,5	0,5	6	III	1252	14,4	34,7	16,5	2,5	2,5	1-2	II
1212	13,8	16,9		3,5	0,1	4	I	1253	15,3	33,1		2,5	2,5	1-2	II
1213	14,7	19,8	19,0	3	0,2	4	s	1254	16,4	32,2	16,5	1	1,2	3-4	s
1214	12,5	18,2		3,5	0,9	6	s	1255	18,1	58,3		1	1,5	1-2	III
1215	10,7	27,0		1,5	1,5	4	st. III	1256	17,3	34,3		2	2,5	1-2	I
1217	11,6	21,0		2	2	4	st. II	Protokoll 83							I
1218	9,6	42,7	18,9	2	2,5	4	s	1257	16,5	57,0					II
1219	8,5	59,5	18,6	2,5	3,8	4-5	s	1258	13,9	41,7	17,6	2,5	1,2	1-2	I
1220	5,4	60,0		2,5	2,5	4	s	1259	13,0	44,5		2,5	1,2	1-2	I
1221	3,6	56,3	18,6	2,5	3,8	4-5	s	1260	11,6	51,2		1	0,5		S
1222	0,7	57,3	18,6	2,5	2,5	4-5	I	1261	10,6	52,0	17,5	1	0,1	4	s
1223	+ 2,0	65,4		3	3	5-6	I	1262	10,0	71,0				2-3	III
1224	5,4	71,5	18,5	2,5	3,5	4-5	s								
1225	10,4	74,3		1,5	2	4	s								
1226	11,6	48,8		2,5	1,7	6	st. III								
1227	+ 0,9	62,0													

<sup>1</sup> meist starke Schwebungen, sodass Frequenz nicht einwandfrei bestimmbar.

<sup>2</sup> Pendlung zwischen zwei Gleichgewichtsamplituden.

Meß- pkt	$\alpha_s$	$Q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$Y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_s$	$Q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$Y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.
1263	+12,4	68,6 <sup>1</sup>	21,0	2,5 : 1,5	1,5	2	II	1300	5,9	52,1	20,3	0,5	0,5	5-6	s
1264	14,9	43,8		0,5-1	0,2	4	S	1301	9,4	51,7		1	0,6	4	s
1265	16,6	33,4		1-2,5	0-0,5	4	S	1303	10,2	47,5	20,7	3	1,2	2-3	II
1266	18,9	34,7				2	s	1304	13,8	32,2		4	1	2	II
1267	20,9	51,6					II	1305	14,8	25,6	20,6			2	S
1268	-14,4	35,1	16,8	2	1	2	s	1306	16,7	24,0		3,5	0,5	3	s
1269	-14,8	34,0						1307	17,7	60,4				3	st. III
Protokoll 84															
1270	-17,5	59,5	20,5	2	1,5	2-3	I	1308	-20,7	70,9		1,5	1,5	1-2	II
1271	-16,2	21,05	20,4	2,5 : 0,7		2	I	1309	-18,5	54,1		1,5	1	0	II
1272	-14,9	17,3	20,1	5,7	0		s	1310	-16,7	39,3		1,5	1	0	II
1273	-12,5	18,2		3,5	0		s	1311	-14,4	33,6		3	1,9	1-2	I
1274	-13,4	16,5 <sup>2</sup>	20,0	1-1,7	0	4	S	1312	-13,4	41,3		1,2	1	0	s
1275	-10,8	23,3	20,0	5,7	0,9	4	s	1313	-15,1	31,8		2	1,5	1-2	s
1276	-8,9	44,4	19,9	1,5	1	4	II	1314	-12,7	50,9		2	1,5	0	s
1277	-7,4	51,7	19,7	2	3	3-4	I	1315	-12,0	>70,6		2	1,5	0	II
1278	-6,2	50,4		1,5	1,2	3	I	1316	+9,0	73,6 <sup>1</sup>		3	2	0	II
1279	-4,9	45,7	20,0	2,5 : 1,7		2	II	1317	11,1	57,3		3	2	0	s
1280	-2,5	39,3		1,5	3	4	II	1318	13,5	28,9 <sup>3</sup>		2,5	1,7	0	S. II
1281	+0,7	42,6	20,0	3	1,8	4,00	II	1319	14,3	27,8				0	st. S. III
1282	4,2	43,8		1,2	1	4	I	1320	15,2	26,8				1-2	st. S. III
1283	6,7	46,7	19,9	1,5	1,2	4	I	1321	17,1	48,0				1-2	III
1284	8,3	53,4		1,5	2,5	4	I	Resultierende Frequenz ungefähr null. <sup>2</sup> Selbststörung.							
1285	11,9	50,8	19,9	3	2	4	s								
1286	13,8	27,3		1,7	0,2	4	st. III	Protokoll 87							
1287	15,4	20,2*	19,8	6	0,2	4	II	1322	-16,4	33,0		3,5	2	1-2	S
1288	17,2	18,6				4	III	1323	-14,4	33,8	21,0	2,2	2	1-2	I
1289	18,8	33,5				4		1324	-13,3	57,2		2	1,5	2	s
<sup>2</sup> Selbststörung															
1290	-18,6	64,5					II	1325	-12,6	69,5		1,2	1,5	1-2	I
1291	-15,1	26,9	21,2	5	1	1-2	s	1326	-20,6	62,8	18,5	2	1,7	1-2	II
1292	-13,0	26,4		2,3-3,5	0		S	1327	-18,0	38,8		2	2	2	s
1293	-11,7	24,8	20,0	2,5	0,2	5	s	1328	-16,9	30,3	17,4	2	2	2	s
1294	-10,1	18,6		4,8	1	2-3	s	1329	-16,4	33,4	17,7	4,5	2,7	2	s
1295	-15,9	35,1					s	1330	+8,9	75,6 <sup>1</sup>		2	2	0	III
1296	-8,8	46,7	20,0	2,5 : 1	1	2	II	1331	9,9	41,3	17,6	1,5	1	0	s
1297	-5,4	52,5		÷4,5	÷1,5	2	II	1332	12,9	26,8		3,5	1,5	S	
1298	-2,4	50,8		÷1,5	÷0,7	2	st. S	1333	14,6	29,7	18,1	1,5	1,5	S	
1299	+2,7	49,6		÷1	÷0,2	3-4	I. S	Protokoll 88							
							I. S	1335	-18,6	72,5					III

1336	-15,8	18,8	20,2	2	0,3	8	s	1372	15,1	35,3	3	3-4	0,7-1	st. S
1337	-16,9	16,3	0,9	5	0,9	8	s	1373	16,4	69,0				III
1338	-17,8	23,9	21,0	4	:	8	II	Protokoll 91						
1339	-15,1	25,2	20,2	5	0,9	8	s	1374	-16,8	68,2	7	5-6		II
1340	-13,9	36,4	20,2	4	1	8	s	1375	-16,0	23,3	3,5	0	0	s
1341	-13,6	69,8	20,2	3	: 1,2	7-8	III	1376	-15,0	19,2	1,5	0	0	s
1342	+ 8,1	72,4 <sup>1</sup>	20,3	3	: 0,6	6-7	III	1377	-14,1	23,5	5	0	0	s
1343	9,1	45,0	20,3	6	: 1,5	8	II	1378	-13,1	48,0				s
1344	11,4	24,8	20,2				S	1379	-12,6	> 68,6	3	0,4	2	1. S
1345	11,9	21,0	20,2				S	1380	+ 9,2	72,8 <sup>1</sup>	1,5	0,3-0,4	0	1. S
1346	12,9	18,2 <sup>2</sup>		4	0,5	7-8	S	1381	12,1	37,2	3	0,4-0,9	0-2	st. S
1347	13,9	16,5				7-8	S	1382	14,5	21,0	4,5	0,9	0	s
1348	14,4	38,4						1383	14,9	22,3				s
								1384	15,3	56,0				III

<sup>2</sup> Selbsterregung.

Protokoll 89

1349	18,3	60,8	22,0	12	3	8	s	1385	-16,8	71,5	4	1	0	III
1350	-17,3	49,2	22,0					1386	-15,9	23,3	1,5	0,2	0	s
1351	-15,9	22,3	21,9	5	1,5	8	s	1387	-14,5	23,7	2,2	0,2	0	s
1352	-14,8	22,3	21,9	5,5	1,3	8	s	1389	-14,8	22,7	4	0,2	0	s
1353	-13,4	29,3	21,9	6	1,5	8	s	1390	-13,2	54,1	3	0,4	1-2	s
1354	-15,3	21,5	21,9	9	3	8	s	1391	+ 9,2	72,7 <sup>1</sup>	5,7	1	1-2	s
1355	-13,0	50,4	21,9					1392	12,5	36,2	4	0,5-1	0-2	S
1356	+19,1	72,0 <sup>1</sup>	21,9	2,5	1-1,2	7-8	1. S II	1393	14,9	25,6	2,5	0,5-1	2-4	S
1357	10,9	45,8	21,9	6	1,5	7-8	1. S II	1394	14,2	25,0	7	1,3	0	1. S
1358	12,1	31,8						1395	15,4	34,5				III
1359	13,5	21,0						1396	15,6	66,5				III
1360	14,7	20,2						Protokoll 92						
1361	16,1	> 80,0						1385	-16,8	71,5	4	1	0	III

<sup>2</sup> Phase wechselt regelmässig von  $\pi/4$  bis  $\pi/2$ .

Protokoll 90

1362	-17,5	62,5	21,7	1	0,2	2-3	III	1397	-16,8	64,0	4	:	1	2	III
1363	-14,2	42,5	20,8	4,5	1	1-2	s	1398	-16,1	49,5	3,2	0,6	0	s	
1364	-13,1	52,0	20,8	1,5	0,2	4	s	1399	-14,9	53,7	2,5-3,5	0,2-0,4	0-1	S	
1365	-13,7	46,3	20,8	3	0,7	2	s	1400	-13,7	59,1	1-1,5	0	S		
1366	-15,0	38,0	21,5 <sup>2</sup>	3	0,7	2	s	1401	-13,6	71,5	1,5-2	0	S		
1367	-16,2	43,4	22,2 <sup>2</sup>	4	0,7	1-2	II	1402	-15,3	52,2	0,5-2	0,1	2-4	st. S	
1368	-12,8	64,0	21,5 <sup>2</sup>	4	0,7	2-3	III	1403	-15,8	48,0	2,5	0,5	1	s	
1369	+10,0	74,8 <sup>1</sup>	2,2	2,2	0,1	4	S	1404	+10,3	77,0 <sup>1</sup>	2,7	0,1	4	s	
1370	12,7	48,4	0,1	1,2-1,5	0,1	4	S	1405	12,7	45,2	2,5	0,2	4	s	
1371	14,7	40,8	0,1			4	st. S	1406	14,2	43,4	0-1	0-0,2	3-4	S	
								1407	13,2	38,4	2,5	0,3-0,4	2	S	
								1408	15,3	57,6	5,5	1		III	
								1409	15,6	> 80,6				III	

<sup>2</sup> Frequenz wächst mit der Amplitude.

<sup>2</sup> Frequenz schwankt stark.



1483	13,212,6	9,5	9,2	9	4,5	0-1	I, s	1520	- 9,3	40,5	12,0	2,2	0,6	2-3	II.	
1484	15,2	11,6		0-1			I	1521	- 5,8	38,9		2	0,7	3-4	II	
1485	19,1	35,6		2-3			II	1522	- 3,8	36,0		3,5	1	2-3	II	
Protokoll 99																
1486	-21,9	22,3						1523	- 0,4	34,7	11,5	4,5	1,2	3	I	
1487	-17,2	15,1	9,6	1	1,2		II	1524	+ 2,9	38,0		2,5	0,9	3-4	I	
1488	-16,9	12,4		3	3			1525	6,9	42,5	12,5	2,5	1,5	3-4	I	
1489	-15,9	6,85	9,0	2,5	2		I	1526	11,7	36,2		5	4	1-2	II	
1490	-13,9	6,65	8,95	6,5	3,5		s	1528	14,9	20,2	14,0*	7	1,7	2-4	S	
1491	-12,4	15,4	8,5	8,5	4,7		s	1529	16,0	28,1		5	1,5	2-3	s	
1492	-11,7	25,9	7,8			2	s	1530	16,2	39,7				2-3	III	
1493	+ 9,2	21,8 <sup>1</sup>	8,5				III	Protokoll 102								III
1494	11,5	5,45	8,6				III	1531	-15,7	37,2		6,7	0,1	4	s	
1495	13,0	3,74	8,9	8	4		II	1532	-12,0	11,5	12,1		0,1	4	s	
1496	16,0	12,2					II	1533	-12,4	10,0	11,9	6	0,1	4	s	
1497	18,0	25,5					II	1534	-13,9	12,1	12,0	9,2	0,1	4	s	
<sup>2</sup> Messpunkte 1492-1497 : rasches Anwachsen, wobei Frequenz sich ändert. Wenn Anschlag erreicht, Abklängen.																
Protokoll 100																
1498	-16,8	26,4					II	1535	-11,5	16,7	12,1	7	2	3,25	I	
1499	-14,2	15,8	9,5	4	1,5	1-2	I	1536	-11,2	33,0	12,1	5	2	1-2	III	
1500	-13,7	14,0	10,7	1,7-2	0,2-0,3	4,00	S	1537	-11,0	56,5		5	2	5,00	s	
1501	-11,9	22,3	12,6	3	0,6	2	I	1538	+ 14,8	30,1 <sup>1</sup>	12,2	3,2	0,6	4,77	s	
1502	-9,5	32,8		1,5	0,6	3-4	III	1539	13,5	38,1	12,2	1,5	0,6	5,40	s	
1503	-6,8	32,8		2,5	1,1	3	III	1540	19,8	31,0	12,8	4	2		s	
1504	-4,7	30,2		4	0,9	2-3	II	1541	17,8	25,1	12,712,5	1,5	0,2	4	st. II <sup>2</sup>	
1505	-2,5	27,7		3,5	1,0	2-3	II	1542	13,0	35,1	12,1	3	0,7	5-6	s	
1506	+ 0,3	29,7		2,5	0,7	3-4	I	1543	15,9	23,0	12,3	4,1	0,6	5-6	s	
1507	3,4	31,6		3	0,7	4	II	1544	17,116,2	12,9		2,5	0,1	4	S	
1508	5,8	36,2		2,5	1,4	4	I	1545	17,1	14,6		7,5	0,5	4	S	
1509	9,3	38,0	12	2	1	3-4	III	1546	18,517,0	25,9	12,9	10	2	6	II	
1510	12,6	17,1		2	1	3-4	III	1547	20,017,5	36,8					III	
1511	14,2	12,8		3	2		II	Protokoll 103								III
1512	15,5	25,6	13,0				III	1548	-14,2	62,7		9			s	
1513	16,3	39,2		13,0			III	1549	-13,2	12,1	12,1	6,5			s	
Reine Torsionsschwingung																
1514	-15,0	18,20	9,4	3,5	1	1-2	s	1550	-13,0	7,53		4			s	
1515	-14,2	19,4		4	1,1	1-2	s	1551	-12,5	7,11	12,1	5			s	
1516	-12,7	26,0	9,2	2,5-6	0,6-1,7	0-2	st. S	1552	-10,9	9,63	12,0	5			s	
1517	-16,3	23,7		7,5	1,9	1-2	s	1553	-10,3	45,6	12,3				I	
1518	-17,2	38,4				2	s	1554	+17,9 <sup>1</sup>	21,3	12,5	7			II	
1519	-11,6	34,7	9,0	2,5	1	2-3	III	1555	17,0	12,1	12,5	4			s	
							III	1556	16,2	10,4					s	
							III	1557	15,9	27,7	12,5				III	

<sup>2</sup> Beim gleichen Staudruck zwei Schwingungsformen: Leicht abklingend mit höherer und rasch wachsend mit tieferer Frequenz.

Meß- pkt	$\alpha_0$	$c_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$g$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_0$	$c_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$g$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.
Protokoll 104															
1558	-13,9	69,0	16,0	5,7	0,2	5-6	III	1596	14,3	49,5	22,0	1	0,1	4	s
1559	-13,2	24,2	16,0	:	0,3	4	II	1597	14,9	45,2	22,3	1,2	0,1	4	s
1560	-13,1	15,9	16,0	10	0,3	0	I	1598	15,4	44,4	22,3	1,7	0,1	4	s
1561	-12,3	13,4	15,6	4	0,3	0	s	2 zwei konstante Amplituden, die zweite tritt 10-15 sec. nach leichter Anregung auf.							
1562	-11,5	17,6	15,7	8	0,2	0	s								
1563	-12,7	13,4	15,8	3,5	0,4	2-3	s	Protokoll 107 Reine Torsionsschwingung							
1564	-10,7	38,9	15,8	5	0,7	5-6	III	1599	-11,1	39,4	22,0	1,5-2			S
1565	-10,3	72,5	15,8	5,5	1,5	6-7	III	1600	-11,8	32,7	22,0	4			s
1566	+15,6	45,2 <sup>1</sup>	16,0	2,5	0,2	4	II	1601	-12,0	29,3	22,3	3			s
1567	18,217,2	31,0	15,6	2,5	0,3	4	II	1602	-12,7	31,0	23,0	6			s
1569	18,217,4	21,3	15,5				st. S <sup>2</sup>	1603	-13,4	44,0	23,0	9,5			s
1570	18,217,7	20,1	15,5				st. S <sup>2</sup>	1604	-14,0	78,8	22,2	7,5			s
1571	19,818,2	36,4	14,6	10	1	4	1. S	1605	-10,5	73,0	24,0	0,2-0,5			S <sup>2</sup>
1572	20,218,7	46,0	14,2	3,5	0,2	4	1. S. I	1606	+14,5 <sup>1</sup>	70,4	24,0	1-1,2			S
1583	17,516,8	16,3	15,0	3,5	0,2	4	1. S	1607	23,0	85,0	24,0	1,1-1,2			S
1584	16,8	14,6	14,2	9	3,5	7	1. S	1608	22,5	83,8					S
1585	-11,0	67,8	14,2	9	3,5	7	II	2 Im Gebiet $\alpha = 14-22^\circ$ konnten keine andern Schwingungen konstatiert werden.							
3 Pendelung zwischen den zwei Haltepunkten.															
Protokoll 105															
1573	-13,7	11,7	15,0	6,5			s	1609	-20,1	37,7	8,1	10	0,4		III
1574	-12,6	8,38	14,5	5			s	1610	-17,0	31,4	8,1	2,7	0	4-5	II
1575	-11,7	7,13	14,9	3			s	1611	-14,2	23,0	8,2	9,5	0	4	II
1576	-10,0	70,4	14,7	8			III	1612	-13,0	10,5	8,2	0		s	
1577	-10,2	22,2	14,7	8			II	1613	-10,7	2,05	8,3	11	0	s	
1578	-14,0	63,2	15,0	11			III	1614	-11,4	3,77	8,2	0		s	
1579	+23,0	67,4 <sup>1</sup>	15,0	11			s	1615	-12,2	4,40	8,2	4,5	0,1	s	
1580	18,7	21,4	15,0	10,5			s	1616	-9,9	3,44	8,2	12	0	s	
1581	17,218,8	24,3	15,0	10,5			s	1617	-8,9	7,33	8,0	17	4	st. II	
1582	17,2	70,3	22,0	5			II	1618	-8,2	17,2	8,2	3,2	2,1	6,55	I, III
1586	-13,2	72,5	22,0	5	1	4	II	1619	-6,3	26,0	6,7	5	5,5	6-7	I
1587	-11,6	30,2	22,0	2	0,1	4	s	1620	-3,9	24,7	6,5	3,5	3	6,10	I
1588	-10,8	35,6	22,0	2	5,5	0,1	s <sup>2</sup>	1621	+0,9	22,2	6,4	5	5,5	6-7	I
1589	-12,0	28,5	22,0	5,5	0,1	4	s	1622	5,8	22,2	6,5	4	4	6	I
1590	-12,9	48,6	22,1	7,5	0,5	4	II	1623	10,8	28,5	7,8	4	4	6	I
1591	-12,3	34,8	22,1	9	0,2	4	I	1624	8,8	25,1	8,1	2,5	2,1	5,50	I
1592	+17,2	76,3 <sup>1</sup>	22,1	9	0,2	4	III	1625	14,4	25,6	8,1	4	1,4	6	s
1594	16,7	46,5	22,3	1,7	0,1	4	s	1626	17,3	7,96	8,3	15	0,7	4-5	s
1595	13,8	56,1	22,3	2,2	0,2	4	s	1628	19,219,0	18,4	8,3	10	2	4	s
				2,2	0,2	4	s	1629	19,2	27,6				4	III



Protokoll 109 Reine Torsionsschwingung															
1630	-11,0	4,20	8,0	3,5	s			1666	-11,7	18,4	17,1	5	0,8	7-8	s
1631	-10,5	14,7	10,4	7,5	s			1667	-12,0	17,2	17,0	4	0,7	7-8	s
1632	-10,4	29,4			I			1668	-10,6	24,3	17,0	6,5	1,5	7-8	s
1633	-14,0	42,7	8,2		II			1669	-10,0	45,7	16,9	6	2,2	7-8	I
1634	-11,8	2,94	8,2	6	s			1670	-9,5	>71,2					s
1635	-12,8	1,88	8,1	2,5	s			1671	+13,5	56,1 <sup>1</sup>	18,6	2,5	1	7-8	s
1636	-13,8	6,7	8,1	12	s			1672	14,9	42,7	18,0	2,5	0,8	7-8	s
1637	+16,1 <sup>1</sup>	15,1	8,2	12	s			1673	17,816,1	27,2		2,5	+1	4-6	S
1638	14,8	7,12	8,3		I			1674	16,915,1	30,6		3	+1	4	S
1639	14,013,0	6,18	8,1	8	s			1675	19,517,2	35,6				4	II
1640	14,714,0	3,77	8,1	5	s			Protokoll 113 Reine Torsionsschwingung							
1641	13,5	12,6			I			1676	-14,7	43,6	17,0				III
Protokoll 110															
1642	-17,1	70,8			III			1677	-13,0	19,3	16,8	2			I
1643	-15,6	51,1			III			1678	-12,0	14,2	16,5	2			s
1644	-14,4	32,7	18,0	10	4-5			1679	-12,2	13,4	16,5				I
1645	-12,4	16,3	16,8	3	4-5		0,9	1680	-11,2	28,6	16,6				II
1646	-13,2	18,4	17,4	9,5	0		0,2	1681	-10,8	49,0	16,5				III
1647	-11,6	18,8	17,1	6,7	0		0,3	1682	19,117,3	31,0 <sup>1</sup>	17,4				s
1648	-11,0	36,4	16,9	4,5	5-6		0,2	1683	21,5	54,5	17,0	4,5			I
1649	-11,8	16,8	16,8	2,5	0		0,2	1684	16,1	13,4	16,9	5,5			s
1650	-10,7	68,3	16,9	7,5	6-7		2	1685	16,7	17,6	16,9	6			I
1651	+11,6	65,8 <sup>1</sup>	17,3	2,2	5-6		0,7	1686	15,815,0	21,4	17,0				I
1652	14,4	32,7	16,9	2	4		0,2	1687	15,0	34,0					II
1653	16,315,2	26,4		3	4		0,2	Protokoll 114							
1654	18,015,9	51,5			4			1688	-13,4	45,6	14,5	7,5	1,4	6-7	II
Protokoll 111 Reine Torsionsschwingung															
1655	-14,2	43,2	17,8		III			1689	-12,2	14,4	14,5	2,5	0,3	7-8	I
1656	-12,2	14,7	16,8	6				1690	-11,9	9,20	14,5	2,5	0,7	8	s
1657	-11,2	13,8	16,5	5,5	II			1691	-11,3	14,2	14,2	2,5	0,7	8	s
1658	-10,7	18,0	16,6	5,7	s			1692	-10,9	18,0	14,3	4,5	1,6	7-8	I
1659	-10,0	39,0	16,6	8	s			1693	-10,0	33,5	14,0	5,5	3	7-8	II
1660	-9,8	>72			s			1694	+13,3	43,0 <sup>1</sup>					s
1661	+15,2	50,3 <sup>1</sup>	17,5	2	s			1695	15,2	24,3		2	0,7	7	s
1662 <sup>2</sup>	16,0	52,4		1,5	s			1696	16,9	41,9					s
<sup>2</sup> Im Gebiete positiver Anstellwinkel sind nur diese Schwingungen beobachtbar.															
Protokoll 115 Reine Torsionsschwingung															
1663	-15,5	62,8			III			1697	-13,9	10,9	14,2	3,5			III
1664	-14,1	47,4			s			1698	-12,6	1,30	14,1	2			s
1665	-12,9	30,6	17,4	6	6-7		1,7	1699	-12,2	1,30	14,1	2			s
								1700	-11,2	2,10	14,1	1,7			s
								1701	-10,3	9,00	13,8				II
								1702	+15,5	19,3 <sup>1</sup>	14,2				I
								1703	16,215,3	11,3	14,2	4			s
								1704	16,5	11,3	14,4	4,5			s

Meß- pkt	$\alpha_0$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	Meß- pkt	$\alpha_0$	$q_k$ kg/m <sup>2</sup>	$\nu$ 1/sec	$\varphi$	$y_0$ mm	$\psi$ $\cdot \pi/8$	Inkr.	$\mathcal{G}$
1705	15,9	8,38	14,1	3			s	1738	-13,9	73,2	21,5					III
1706	14,6	28,1	14,0				I	1739	-12,9	27,2	21,5					I
1707	12,6	47,8	13,1	5			I	1740	-12,3	25,1	21,3	3,5				s
1708	17,0	12,1	13,8				s	1741	-12,0	22,6	21,5	2,3				s
1709	22,018,0	52,0					III	1742	-11,2	22,2	21,5	2,1				s
Protokoll 116								1743	-10,8	32,6	20,8	2				s
1710	7,8	15,1	8,0	8,5	1,8	1,69	s	1744	-10,3	59,5						II
1711	8,9	9,65	8,0	6	1	2	s	1745	+15,4	36,0 <sup>1</sup>	21,8	1,5				s
1712 <sup>2</sup>	+16,0	10,0	4,5	5	7,5		S	1746	13,9	57,4	21,4	4,5				s
1713	16,0	12,1	7,9			6-7	s	1747	17,0	28,9	21,7	3				s
1714	18,215	15,1	8,0	13	4,5	7-8	S	1748	16,3	33,1	21,9	3,7				s
								1749	18,1	27,6	22,2					I
								1750	20,618,8	47,7	22,6					III
								Protokoll 120								
1715	-10,1	7,95	7,4	7			s	1751	-15,5	41,9						II
1716	-10,7	4,6	7,5	10			s	1752	-13,8	13,4	11,4	5	1,7	7-8		I
1717	-11,3	3,77	7,6	6			s	1753	-12,5	6,07	10,9	4,5	0,9	8		s
1718	-12,0	3,14	7,7	2			s	1754	-12,0	5,45	10,9	3,5	0,6	8		s
1719	-13,0	5,45	7,7	8			s	1755	-11,1	38,8	11,2	7,5	1,5	8		s
1720	-15,0	20,1					I	1756	-9,9	24,3	11,0	7	2,6	7-8		I
1721	14,912,7 <sup>1</sup>	8,38	7,7				I	1757	-9,8	42,3						s
1722	16,6	10,5					II	1758	+14,0	30,1 <sup>1</sup>						s
1723	17,3	27,7					III	1759	15,8	18,4	11,1	2,5	1	6-7		s
1724	15,8	6,28					I	1760	16,2	8,8						S
1725	14,2	3,98	7,65	9			s	1761	17,2	10,5						I
1726	13,012,1	3,77	7,7	6			s	1762	17,6	15,9						I
1727	12,2	9,65	7,4				I	1763	17,8	27,2						II
1728	12,1	15,9					II	Protokoll 121								
Protokoll 118								1764	-15,4	36,8						III
1729	-13,1	68,7		4,5	2	6	III	1765	-13,7	5,02	10,6	7				s
1730	-12,6	44,0	22,6	5	1,6	6	III	1766	-13,0	3,14	11,2	1,5				s
1731	-12,2	35,2	22,2	4,5	1	6-7	II	1767	-12,3	2,30		3				s
1732	-11,5	29,3	22,0	6	0,6	4,00	s	1768	-11,5	3,77	10,4	2,5				s
1733	-10,8	36,0	22,0	2	0,3	4	s	1769	-9,8	21,4	10,2					s
1734	-11,8	27,6	21,7	6	0,6	4,00	s	1770	+17,4	26,8						II
1735	-10,5	57,8	22,0	5	1,5	6	I	1771	16,2	2,55	10,8	4				III
1736	+15,0	59,5 <sup>1</sup>	23,0					1772	16,4	3,98	10,8	4				s
1737	+18,3	55,3	23,0				III	1773	15,1	4,19	10,7	4,5				s
								1774	14,813,2	9,6	10,6	5				s
								1775	13,5	23,0	10,1	7,5				s, I

<sup>2</sup> Im positiven Gebiet sind nur unregelmäßige Vibrationen zu konstatieren.

## **Lebens- und Bildungsgang.**

Am 22. Juni 1907 wurde ich in Wiesen (Kanton Graubünden) geboren. Nach Absolvierung der Primarschule in Zollikon-Zürich und Altdorf-Uri besuchte ich die Sekundarschule der Schweiz. Bundesbahnen in Erstfeld, die technische Abteilung der Kantonsschule in Luzern und das Institut Dr. S. Tschulok in Zürich. Im Jahre 1926 legte ich die Aufnahmeprüfung an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich ab.

Nach einjährigem Unterbruch des Studiums (Militärdienst und Praxis) erwarb ich mir an der Eidgenössischen Technischen Hochschule 1931 das Diplom als Maschineningenieur. Anschließend war ich dort als Privatassistent von Herrn Prof. Dr. L. Karner, ab Herbst 1932 als Assistent für Flugwesen bei den Herren Prof. Dr. L. Karner (Flugzeugstatik und Flugzeugbau) und Prof. Dr. J. Ackeret (Aerodynamik) tätig. Anfangs 1934 begann ich unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. J. Ackeret im Institut für Aerodynamik die vorliegende Arbeit, der ich mich während des Jahres 1935 ausschließlich widmete. Anfangs 1936 war sie beendet.