

# DIE DRUCK-, AUFTRIEBS- UND MOMENTENVERTEILUNGEN AN EINEM HARMONISCH SCHWINGENDEN PFEILFLÜGEL KLEINER STRECKUNG IM NIEDRIGEN UNTERSCHALLBEREICH VERGLEICH ZWISCHEN THEORIE UND MESSUNG

B. LASCHKA

*Entwicklungsring Süd, München*

## ABSTRAKT

Während die rechnerischen Verfahren zur Bestimmung der instationären aerodynamischen Beiwerte, die für Stabilitäts- und Flatteruntersuchungen von Bedeutung sind, in der letzten Zeit einen für die lineare Theorie vom numerischen Standpunkt befriedigenden Status erreicht haben, fehlen immer noch umfassende Aussagen über die Übereinstimmung gemessener und berechneter instationärer Luftkräfte.

Das NLR führte deswegen im Auftrag des Entwicklungsring Süd umfangreiche Druckverteilungsmessungen an einem harmonisch erregten Pfeilflügel mit und ohne aussenliegenden Gondeln im niedrigen Unterschallbereich durch. Vermessen wurden Starrkörperformen (Schlagen, Rollen, Nicken, Klappen- und Ruderdrehung) auch bei relativ hohen reduzierten Frequenzen.

Einige dieser experimentellen Ergebnisse werden theoretischen Werten, die mit Hilfe einer Kernfunktionsmethode erhalten wurden, gegenübergestellt.

## EINLEITUNG

Die Berechnung der instationären Beiwerte von Tragflügeln mittlerer und kleiner Streckung für Flatterrechnungen im Unterschall ist ein äusserst komplexes Problem. Es hat erst in den letzten Jahren für die

linearen Theorien vom numerischen Standpunkt einen befriedigenden Status erreicht [6] bis [11]. Nicht eindeutig geklärt ist dagegen noch, ob die Theorie die tatsächlichen Verhältnisse, wie sie im Freiflug oder beim Windkanalversuch auftreten, richtig wiedergibt. Während für den Flügel endlicher Streckung einige Messungen der Gesamtluftkräfte (Auftrieb, Nick- und Rollmoment) vorhanden sind, vgl. z.B. Refs. [12] bis [16], die lediglich pauschale Aussagen ermöglichen, sind Gegenüberstellungen von theoretisch und durch Messung ermittelten Druckverteilungen, kaum bekannt [17]. Dies gilt sowohl im Bereich niedriger als auch hoher reduzierter Frequenzen. Da die Kenntnis der örtlichen Verteilung des Drucksprungs über den Tragflügel für die Ermittlung der generalisierten Kräfte, die in die Flatternanalyse eingehen, notwendig ist, sind Aussagen über die Güte der theoretisch ermittelten Werte von grosser Bedeutung. Eine umfangreiche Zusammenstellung der Berichte, die Messungen instationärer Luftkräfte behandeln, wurde von H. Hall gegeben [18].

Am NLR wurde von H. Bergh ein Messverfahren entwickelt, das es erlaubt, die Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite eines Tragflügels an einer grossen Anzahl von Messstellen abzutasten [3]. Dabei werden auf dem Flügel Druckbohrungen vorgesehen, von denen aus Schläuche zu den elektrischen Aufnehmern, die sich ausserhalb des Modells befinden, führen. Um durch die Leitungen keine Verfälschung der Phasenverschiebung der Drücke zu bekommen, werden diese gleichlang gewählt. An einer Messstelle wird zusätzlich noch eine direkte Druckmessung vorgenommen, zu der sämtliche übrigen gemessenen Drücke in Beziehung gesetzt werden. Die Aufnehmer haben die Eigenschaft, dass sie lediglich diejenigen instationären Drücke angeben, die mit der Erregung frequenzgleich sind. Alle benachbarten Frequenzen werden herausgefiltert. Mit Hilfe dieser Methode wurden von H. Bergh und P. Cazemier im Auftrag des Entwicklungsrings Süd, München, die instationären Drücke an einem Pfeilflügel kleiner Streckung gemessen [1, 2]. Das Messverfahren fand bei diesen Versuchen erstmals Anwendung auf einen Flügel endlicher Spannweite. Die dort erhaltenen Ergebnisse werden hier mit Werten, die mit der Kernfunktionsmethode [6] errechnet wurden, verglichen. Der vorliegende Bericht stellt eine auszugsweise Wiedergabe der in Refs. [4] und [5] niedergelegten Ergebnisse dar.

## DER WINDKANALVERSUCH

Der Windkanalversuch wurde von H. Bergh und P. Cazemier [1, 2] an einem Tragflügelmodell durchgeführt, Bild 1. Dieses besteht aus einem gepfeilten Flügel, an dessen Enden je zwei übereinanderliegende Triebwerksattrappen angebracht sind. Die Untersuchungen wurden an einem

Flügelhalbmodell, das von der Kanalwand in den Kanal hineinragte, durchgeführt. Die halbe Spannweite betrug etwa 1 m.

Die Erregung erfolgt über Erregerstäbe, die an den in Bild 1 skizzierten Stellen angebracht waren. Mit dieser Anordnung konnten harmonische Schlag-, Nick- und Rollschwingungen erzeugt werden. Ausserdem war die Erregung des Querruders und der Klappen möglich, so dass sämtliche interessierenden Starrkörperformen untersucht werden konnten.

Die unterste verwendete Erregerfrequenz betrug  $\nu = 5.8$  [Hz], die höchste der Starrkörperformen lag bei 23.2 [Hz] und die der Klappenfreiheitsgrade bei 34.8 [Hz]. Der Staudruck bewegte sich zwischen  $q = 16$  [mm WS] und 278 [mm WS]. Für die niedrigste auftretende Reynolds'sche Zahl, die auf die innere Flügeltiefe bezogen wird, ergab sich der Wert

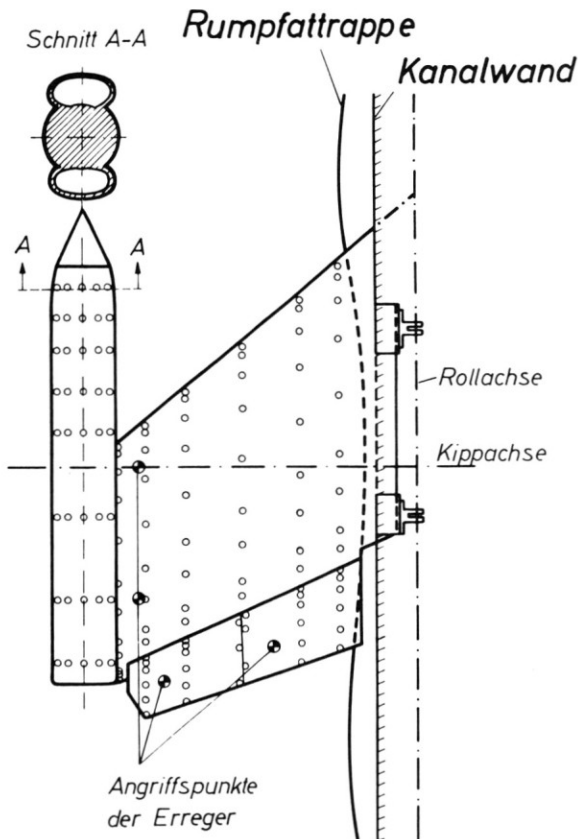


Bild 1. Skizze zum Windkanalmodell und der Lage der Messpunkte.

TABELLE 1

Meßstelle	X
1	0.010
2	0.040
3	0.100
4	0.200
5	0.350
6	0.500
7	0.600
8	0.700
9	0.750
10	0.800
11	0.820
12	0.850
13	0.900
14	0.950
15	1.000

$Re \approx 1.3 \times 10^6$ . Bei den höheren reduzierten Frequenzen musste mit kleinerem Staudruck gefahren werden, da die Erregerkräfte nicht gross genug waren, um hohe Frequenzen bei nicht zu kleinen Amplituden zu erzeugen.

An der Tragfläche wurde unmittelbar die Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite in sechs verschiedenen Schnitten gemessen, die aus Bild 1 zu ersehen sind. In Flügeltiefe waren je fünfzehn Messstellen vorgesehen, deren Lage in nachstehender Tabelle 1 angegeben ist.

Um einen besseren Überblick über die auftretenden Luftkräfte und den Einfluss der Triebwerksgondel zu erhalten, wurde unser Messprogramm einmal für den Flügel mit aussenliegender Gondel und zum anderen auch noch für den Flügel allein, also mit abgenommener Gondel, durchgezogen.

#### FLÜGEL OHNE GONDEL

Die Tragfläche mit abgenommener Gondel, Bild 2b, stellt einen Pfeilflügel kleiner Streckung dar. Sie beträgt  $\Lambda = 1.45$ . Der Winkel der Vorderkante ist um rund  $39^\circ$  nach rückwärts gepfeilt, derjenige der Hinterkante um  $19^\circ$ . Das Zuspitzungsverhältnis beträgt 0.71.

Die Messschnitte liegen hier in 4.9%, 26.9%, 48.9%, 68.7%, 88.3% und 99.3% der Halbspannweite. Um einen grossen Bereich der reduzierten Frequenz  $k = \omega s/V$  zu erfassen, wurde von  $k = 0.67$  in Schritten von 0.67 bis  $k = 3.34$  erregt.\*

\*Bezieht man die reduzierte Frequenz nicht auf die Halbspannweite, sonder auf die innere Flügeltiefe  $l_i$ , dann beträgt der unterste Wert  $k^* = \omega l_i/V = 1.08$  und der höchste  $k^* = 5.4$ .



deren Hilfe es möglich war, den Durchfluss zu regeln. So konnten nicht nur Messungen ohne und mit vollem Durchsatz, sondern auch mit abgestuftem gefahren werden.

## DAS THEORETISCHE BERECHNUNGSVERFAHREN

In Ref. [6] wurde ein Rechenverfahren mitgeteilt, mit dessen Hilfe die instationären Beiwerte für den vorliegenden Vergleich mit den Messwerten bestimmt wurden. Es stellt eine Lösung der bekannten Küssner'schen Integralgleichung

$$\alpha\langle x, y \rangle e^{i\omega t} = \frac{e^{i\omega t}}{8\pi} \int_{-s}^s \int_{x_v(y)}^{x_h(y)} \Delta c_p\langle x', y' \rangle K\langle k(x - x'), k(y - y') \rangle dx' dy' \quad (1)$$

dar [19], die den Zusammenhang zwischen den Amplituden des Drucksprungs  $\Delta c_p\langle x, y \rangle$  und der Anstellwinkelverteilung  $\alpha\langle x, y \rangle$  der tragenden Fläche angibt. Ähnliche Methoden, die sich im wesentlichen durch Verwendung verschiedener Approximations- und Quadraturformeln unterscheiden, findet man u.a. in [8] bis [11]. Bedeutet  $z_a\langle x, y; t \rangle = \bar{z}_a\langle x, y \rangle e^{i\omega t}$  die Auslenkung der Skelettfläche des Flügels, dann ergibt sich daraus die Amplitudenfunktion des Anstellwinkels in der linearisierten Form zu

$$\alpha\langle x, y \rangle = \frac{\partial \bar{z}_a}{\partial x} + ik \frac{\bar{z}_a}{s} \quad (2)$$

Weiterhin bedeuten  $s$  die Halbspannweite des Flügels,  $x_v$  und  $x_h$  seine Vorder- bzw. Hinterkante und  $k = \omega s/V$  die reduzierte Frequenz. Für die Kernfunktion wurde die Form verwendet, die C. E. Watkins, H. L. Runyan und D. S. Woolston in [20] angeben, vgl. hierzu auch [21]. Das Verfahren lehnt sich an die im Stationären gültigen Methoden von E. Truckenbrodt [22] und H. Multhopp [23] an.

Hierbei wird für die Druckverteilung folgende Approximation verwendet:

$$\Delta c_p\langle x, y \rangle = \frac{1}{\pi} \sum_{r=0}^R a_r\langle y \rangle \sqrt{\frac{1-X}{X}} \frac{T_r(1-2X) + T_{r+1}(1-2X)}{1-X} \quad (3)$$

mit

$$X = \frac{x - x_v\langle y \rangle}{l\langle y \rangle} \quad \text{und} \quad l\langle y \rangle = x_h\langle y \rangle - x_v\langle y \rangle \quad (4)$$

Die  $T_r(1 - 2X)$  stellen Tschebyscheff-Polynome dar. Man kann zeigen, dass die  $a_r\langle y \rangle$  in einer einfachen Relation zu den Auftriebs- und Momentenbeiwerten stehen. So sind

$$c_a\langle y \rangle = a_0\langle y \rangle$$

und

$$c_m\langle y \rangle = \frac{a_1\langle y \rangle}{4} + \frac{a_0\langle y \rangle}{4} (4X_m - 1) \tag{5}$$

Für die Momente  $r$ -ter Ordnung kommt jeweils nur ein neuer Koeffizient  $a_r\langle y \rangle$  hinzu, die restlichen liefern keinen Beitrag.

Weiterhin wird angenommen, dass sich die Koeffizienten  $a_r\langle y \rangle$  durch eine Reihe folgender Form näherungsweise darstellen lassen:

$$a_r\langle y \rangle = \sum_{\mu=1}^m A_\mu \sin \mu\vartheta \tag{6}$$

Die Koeffizienten  $A_\mu$  ergeben sich, wie Multhopp gezeigt hat, aus den Bessel'schen Formeln zu

$$A_\mu = \frac{2}{m+1} \sum_{n=1}^m a_r\langle y_n \rangle \sin \frac{n\pi}{m+1} \tag{7}$$

Dabei sind

$$y = s \cos \vartheta \quad y_n = s \cos \frac{n\pi}{m+1}$$

Führt man die Beziehungen Gl. (3) und (6) in Gl. (1) ein, dann lässt sich die Integralgleichung in ein lineares Gleichungssystem für die Koeffizienten  $a_r\langle y_n \rangle$  überführen:

$$\alpha\langle x_p, y_\nu \rangle = \sum_{r=0}^R \sum_{n=1}^m a_r\langle y_n \rangle \sum_{q=1}^3 b_{q\nu n} f_{qrn\nu p} \quad (\nu = 1, 2, \dots, m) \tag{8}$$

Die  $b_{q\nu n}$  sind universelle Quadraturkonstanten, die  $f_{qrn\nu p}$  berechnen sich aus der Kernfunktion. Die Anstellwinkelbedingung wird in einer Anzahl diskreter Punkte  $(x_p, y_\nu)$  erfüllt.

Dieses Verfahren wurde für die Ermittlung der theoretischen Luftkräfte verwendet, die zum Vergleich mit dem Versuch herangezogen wurden. Die kinematische Strömungsbedingung wurde in acht Schnitten längs Halbspannweite, die sich aus  $y_\nu = s \cos \nu\pi/16$  mit  $(\nu = 1, 2, \dots, 8)$  ergeben,

für je drei Aufpunkte ( $x_p, y_p$ ), für deren Lage die Anordnung nach der Beziehung

$$X_p = \frac{x_p \langle y \rangle - x_o \langle y \rangle}{l \langle y \rangle} = \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi(p+1)}{7} \right) \quad (9)$$

mit ( $p = 0, 1, 2$ ) gewählt wurde, erfüllt. Die Aufpunkte sind in Bild 2 in den Flügel gezeichnet.

Sind die  $a_r \langle y \rangle_n$  einmal bekannt, dann lassen sich auch die generalisierte Kräfte durch eine einfache Summenformel berechnen. Sie ist in [6], Gl. (77) angegeben.

Für die Amplituden des Auftriebsbeiwertes  $c_A$ , des Nickmomentenbeiwertes  $c_M$  (schwanzlastig positiv) sowie des Rollmomentenbeiwertes einer Flügelhälfte  $c_L$  gelten nachstehende Beziehungen:

$$\begin{aligned} c_A &= c_A' + ic_A'' = \frac{A}{qF} \\ c_M &= c_M' + ic_M'' = \frac{M}{qFl_i} \\ c_L &= c_L' + ic_L'' = \frac{2L}{qFs} \end{aligned} \quad (10)$$

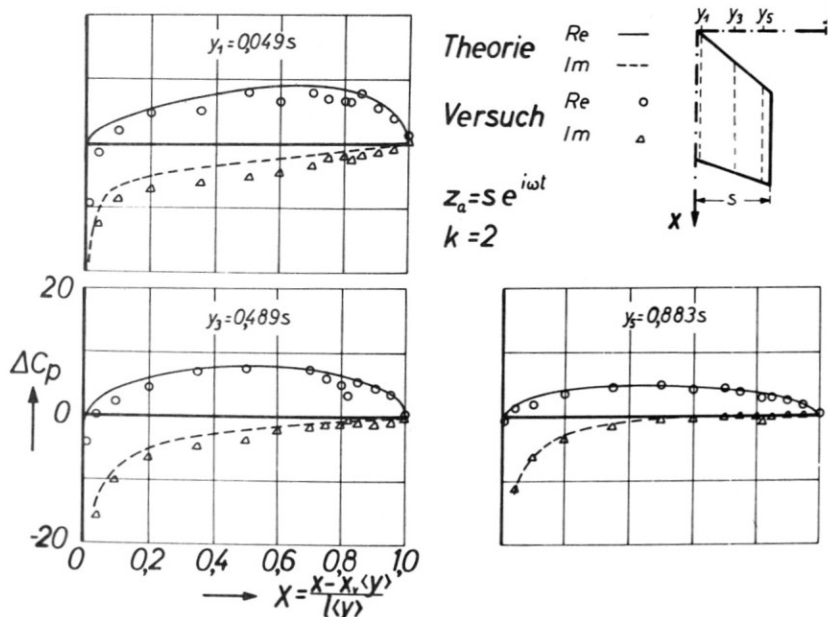


Bild 3. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen für einen Schlagschwingungen ausführenden Pfeilflügel bei  $k = 2$ .



$A$ ,  $M$ , und  $L$  bedeuten die Amplituden der Auftriebskraft, des Nick- und Rollmoments,  $q$  ist der Staudruck der ungestörten Strömung und  $F$  die Flügelfläche. Einfache Quadraturformeln für die Berechnung dieser Größen findet man in Ref. [22].

FLÜGEL OHNE GONDEL

Einige Ergebnisse der Rechnungen und Messungen sind in den Bildern 3 bis 14 zusammengestellt. Für die Schlagschwingung sind die Verteilungen  $\Delta c_p(x, y)$  der Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite für drei Schnitte, die in 4.9%, 48.9% und 88.3% der Spannweite liegen, in Bild 4 und 5 aufgetragen. Das erste Diagramm bezieht sich auf die reduzierte Frequenz  $k = 2$ , das zweite für  $k = 2.67$ . Die Übereinstimmung mit der dreidimensionalen Theorie fällt für  $k = 2$ —und auch für alle gemessenen Frequenzen  $k < 2$ , die in diesem Bericht aus Platzgründen nicht gezeigt werden können—ausgezeichnet aus. Diese Aussage gilt sowohl für den Druck in der Nähe der Flügelmitte, als auch in der Nähe des Flügelendes. Für  $k = 2.67$  (Bild 4) treten beim Imaginärteil grosse Abweichungen auf, während der Realteil noch gut vorausgesagt werden kann. Dieses Verhalten ist auch in Bild 5 zu sehen, in dem die Integralwerte, nämlich der Auftriebs-, Nickmomenten- und Rollmomenten-beiwert des gesamten Flügels aufgezeichnet sind.

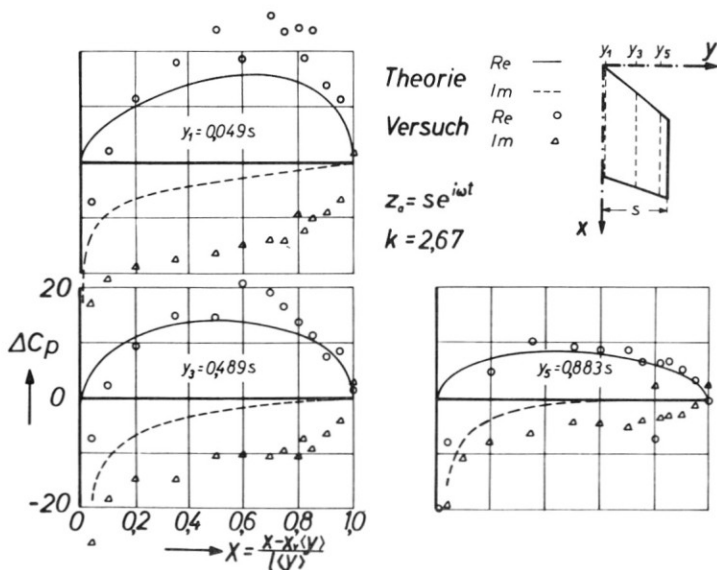


Bild 4. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen für einen Schlagschwingungen ausführenden Pfeilflügel bei  $k = 2.67$ .

Die Abweichungen traten bei diesen Messungen immer dann auf, wenn die absoluten Erregerfrequenzen—nicht aber notwendigerweise die reduzierten Frequenzen—hoch lagen. Für  $k = 2.67$  bzw.  $k = 3.33$  wurde mit  $23.2 [Hz]$  bei Staudrücken von  $100 [mm WS]$  bzw.  $64 [mm WS]$  erregt, während für  $k = 0.667$ ,  $k = 1.33$  und  $k = 2$  nur die Frequenzen  $5.8 [Hz]$  und  $11.6 [Hz]$  verwendet wurden. Eine ähnliche Aussage gilt auch für die Ergebnisse, die für die Rollschwingung, Bild 7 und 8, erhalten wurden.

Bei der Kippschwingung dagegen wurde auch für  $k = 2.67$  und  $k = 3.33$  nur mit  $11.6 [Hz]$  bei einem Staudruck von  $25 [mm WS]$  bzw.  $16 [mm WS]$  erregt. Wie aus den Bildern 8 bis 10 zu ersehen ist, fällt auch für die höchsten reduzierten Frequenzen die Übereinstimmung sehr gut aus. Es ist nun zum augenblicklichen Zeitpunkt noch nicht geklärt, ob die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment in den genannten Fällen auf Ungenauigkeiten oder fehlerhaftes Arbeiten der Messapparatur bei der Erregerfrequenz  $23.2 [Hz]$  beruhen, oder aber ob es sich um einen tatsächlichen strömungsmechanischen Effekt handelt. Da die niedrigste Eigenfrequenz des (sehr steifen) Modells wesentlich höher als die grösste Erregerfrequenz lag, scheidet ein Resonanzeffekt als wesentliche Fehler-

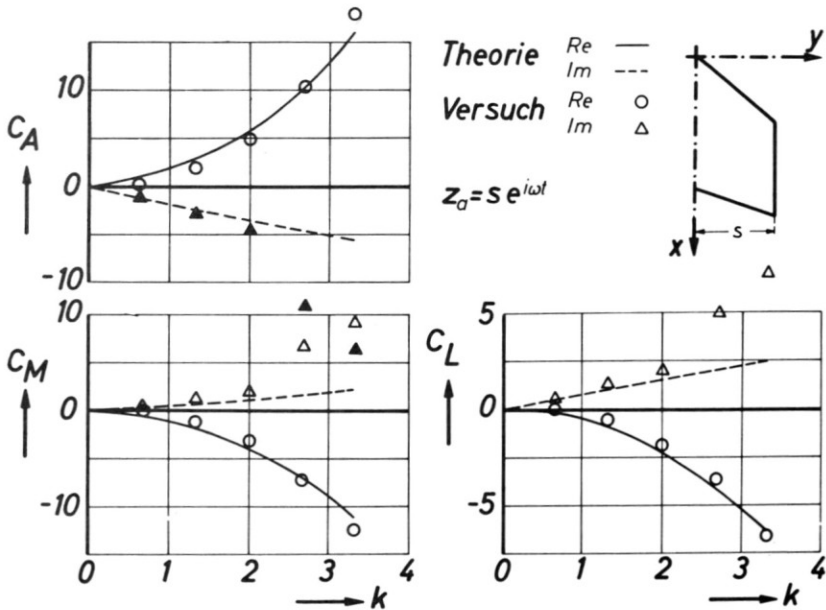


Bild. 5. Die instationären experimentellen und theoretischen Auftriebs-, Nickmomenten- und Rollmomentenbeiwerte für einen Schlagschwingungen ausführenden Pfeilflügel (Nickmomentenbezugsache  $x_M = 0$ ).

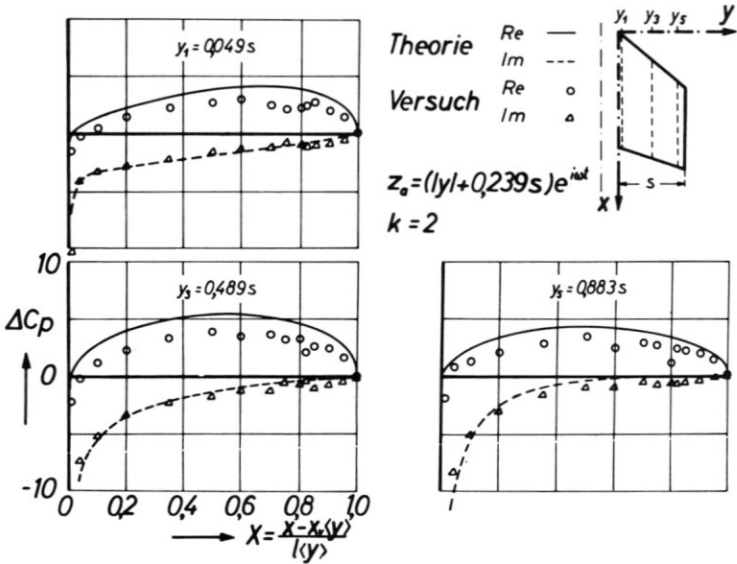


Bild 6. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen für einen Rollschwingungen ausführenden Pfeilflügel bei  $k = 2$ .

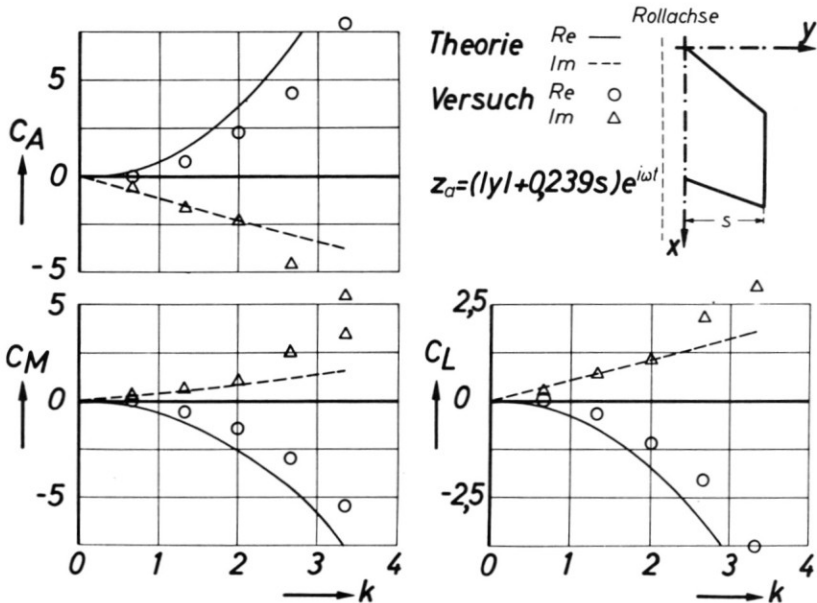


Bild 7. Die instationären experimentellen und theoretischen Auftriebs-, Nickmomenten- und Rollmomentenbeiwerte für einen Rollschwingungen ausführenden Pfeilflügel (Nickmomentenbezugsachse  $x_M = 0$ ).

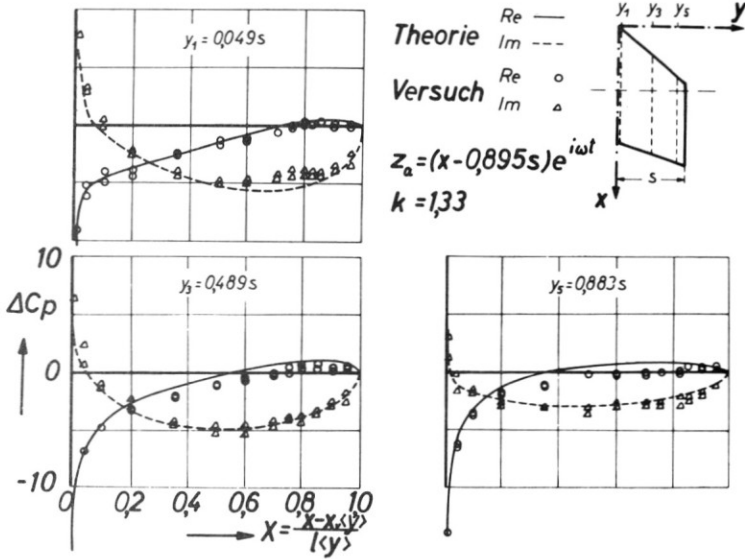


Bild 8. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen für einen Nickschwingungen ausführenden Pfeilflügel bei  $k = 1.33$ .

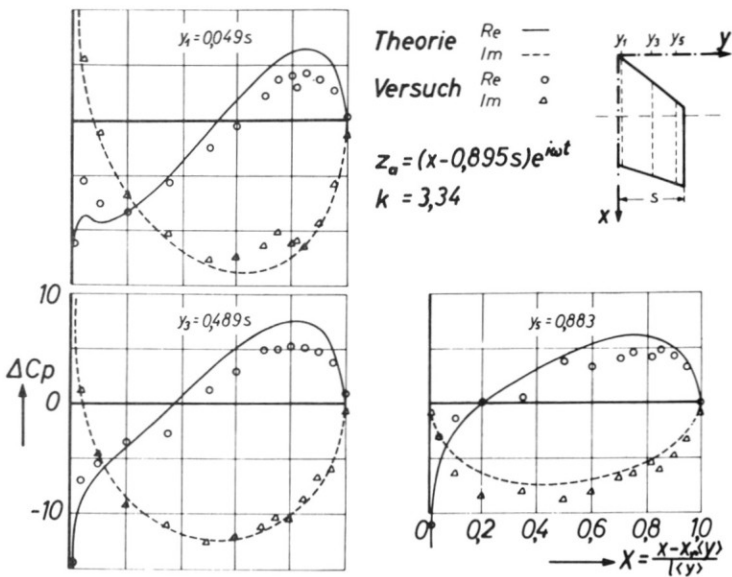


Bild 9. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen für einen Nickschwingungen ausführenden Pfeilflügel bei  $k = 3.34$ .

quelle aus. Möglich ist jedoch, dass im Windkanal durch Reflexionen Resonanzerscheinungen auftraten, die das Ergebnis verfälschten.

In Bild 8, in dem die Druckverteilungen an drei Schnitten für die Kippschwingung bei  $k = 1.33$  aufgezeichnet sind, sind für einen Messpunkt jeweils zwei Versuchswerte eingetragen. Sie stellen die Begrenzungen des Streubereichs der Messpunkte dar, der durch mehrmalige Wiederholung der Messung bei den Frequenzen 5.8 [Hz] bzw. 11.6 [Hz] und den zugehörigen Staudrücken 100 [mm WS] bzw. 25 [mm WS] für die konstante reduzierte Frequenz  $k = 1.33$  zustande kam. Daraus kann man erkennen, dass die Messvorrichtung hier sehr zuverlässig arbeitete. Auch sieht man, dass der Einfluss der Reynoldszahl und der Erregerfrequenz in diesem Fall nicht von Bedeutung ist.

Ein weiterer Vergleich wurde für den Klappenfreiheitsgrad durchgeführt, Bild 11. Die dreidimensionale Theorie, für die in der vorliegenden Untersuchung in Tiefenrichtung die Abwindbedingung nur in drei Punkten erfüllt wurde, weist beträchtliche Unterschiede zur Messung auf. Dies ist nicht verwunderlich, da drei Aufpunkte für die Darstellung der Klappenschwingung unzureichend sind.

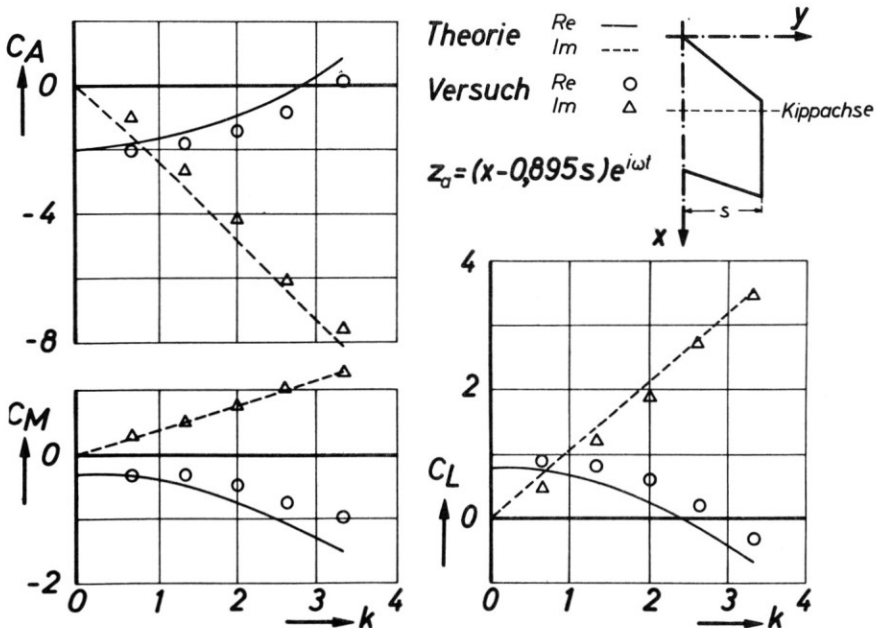


Bild 10. Die instationären experimentellen und theoretischen Auftriebs-, Nickmomenten- und Rollmomentenbeiwerte für einen Nickschwingungen ausführenden Pfeilflügel (Nickmomentenbezugsachse  $x_M = 0.895s$ ).

Dagegen liefert die zweidimensionale Theorie Druckverteilungen, die ihrer Form nach den experimentellen Werten entspricht. Bei den hohen Frequenzen ist die Übereinstimmung besser als bei den niedrigen. Da sich die Klappe im Flügelinnenteil befindet und der betrachtete Messschnitt ausserdem etwa in ihrer Mitte liegt, haben dreidimensionale Effekte in diesem Fall keine dominierende Rolle.

Im Hinblick auf eine zuverlässige dreidimensionale Tragflächentheorie für den Flügel mit Klappen ergibt sich daraus folgende Schlussfolgerung: Die erste Möglichkeit ist die, dass man zu einer wesentlich höheren Anzahl von Aufpunkten in Tiefen- und Spannweitenrichtung übergeht. Vorteilhaft wäre eine dichte Anordnung der Stützstellen in der Umgebung der Klappenränder. Durch diese Massnahme liesse sich sicher die Zuverlässigkeit der theoretischen instationären aerodynamischen Beiwerte steigern; doch würde sich dadurch der ohnehin bereits sehr hohe Aufwand für die Rechnung vervielfachen. Auch könnte man damit die Spitze, bzw. logarithmische Singularität, die sich für den Realteil auch aus der Messung ergibt, vgl. Bild 12, nicht erhalten. Aus diesem Grunde wäre es vorteil-

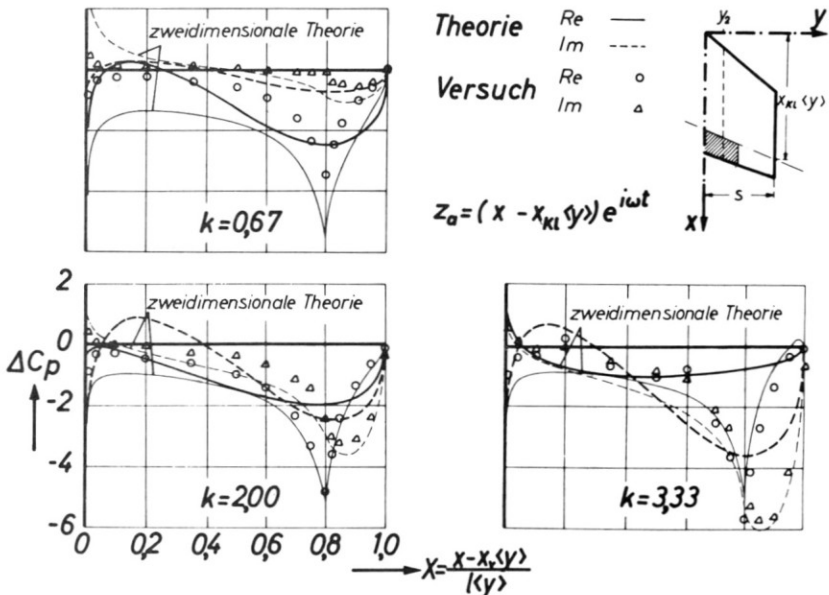


Bild 11. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen bei einem Pfeilflügel aufgrund einer Klappenschwingung für verschiedene reduzierte Frequenzen.

hafter, dem Druckverteilungsansatz (3) ein zusätzliches Glied beizufügen, das der logarithmischen Singularität im Klappenbereich Rechnung trägt, und damit die Integralgleichung (1) numerisch zu lösen. Ein instationäres Tragflächenverfahren dieser Art ist dem Verfasser nicht bekannt.

### FLÜGEL MIT AUSSENLIEGENDER GONDEL

Die Ergebnisse für den Flügel mit aussenliegender Gondel sind in Bild 12 bis 14 aufgetragen. Die Übereinstimmung mit der Theorie kann auch bei dieser sehr komplizierten Konfiguration für die Schlag- und Kippschwingung als gut bezeichnet werden, Bild 12 und 13. Lediglich für den Schnitt  $y = 0.715 s$  macht sich in der Umgebung der Hinterkante der Einfluss der Gondel bemerkbar, der durch die Theorie natürlich nicht sauber genug erfasst werden konnte. Ausserdem bildete sich hier ein Wirbel aus, der Abweichungen von der Potentialströmung zur Folge hat.

Bei der Rollschwingung, Bild 14, ergaben sich dagegen für die reduzierte Frequenz  $k = 3.54$  wiederum die Abweichungen, die weiter oben

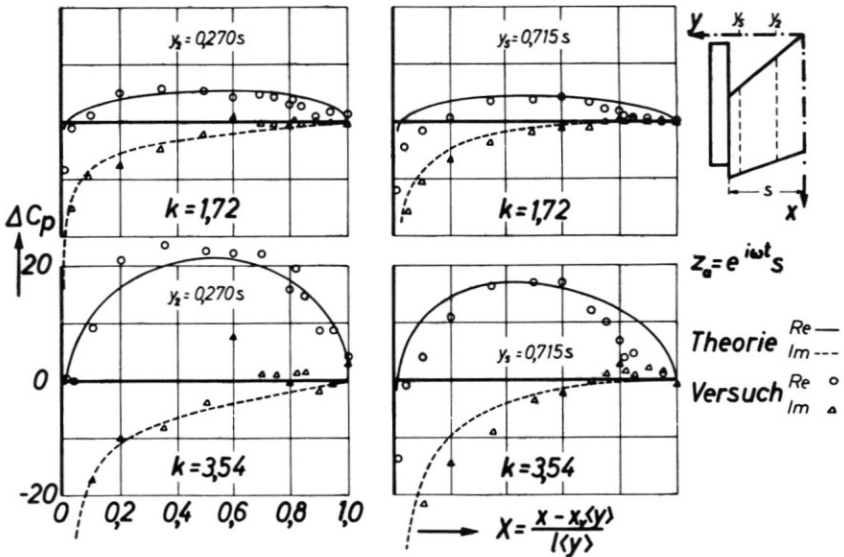


Bild 12. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen an einem Schlagschwingungen ausführenden Pfeilflügel mit aussenliegenden Gondeln für  $k = 1.72$  und  $k = 3.54$ .

beim Flügel ohne Gondel bereits diskutiert wurden. Auch hier scheint der Grund bei der Erregerfrequenz zu liegen. Während die Versuche bei  $k = 3.54$  für die Schlag- und Kippschwingung bei  $11.6 [Hz]$  gefahren wurden, verwendete man bei der Rollschwingung  $17.4 [Hz]$ .

### ZUSAMMENFASSUNG

Es wurde ein Vergleich zwischen theoretisch und experimentell ermittelten instationären Druckverteilungen für einen Flügel mit und ohne aussenliegenden Gondeln durchgeführt. Es konnte für die Starrkörperformen (Schlagen, Kippen, Rollen) weitgehend eine gute Übereinstimmung zwischen Rechen- und Versuchswerten festgestellt werden, dies auch im Fall der Tragfläche mit aussenliegenden Gondeln, die für die theoretische Erfassung eine sehr komplizierte Konfiguration darstellt.

Für einige Abweichungen, die bei der Schlag- und Rollschwingung auftreten, konnte noch keine schlüssige Erklärung abgegeben werden. Die schlechte Übereinstimmung für die Druckverteilungen beim Klappenfreiheitsgrad liegt an der Unzulänglichkeit des numerischen Verfahrens, das nicht für diesen Fall entwickelt wurde.

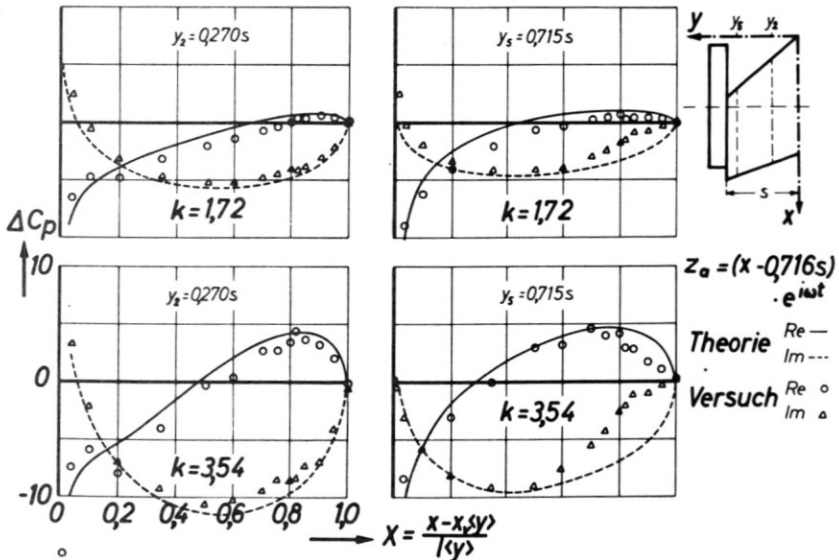


Bild 13. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen an einem Nickschwingungen ausführenden Pfeilflügel mit aussenliegenden Gondeln für  $k = 1.72$  und  $k = 3.54$ .



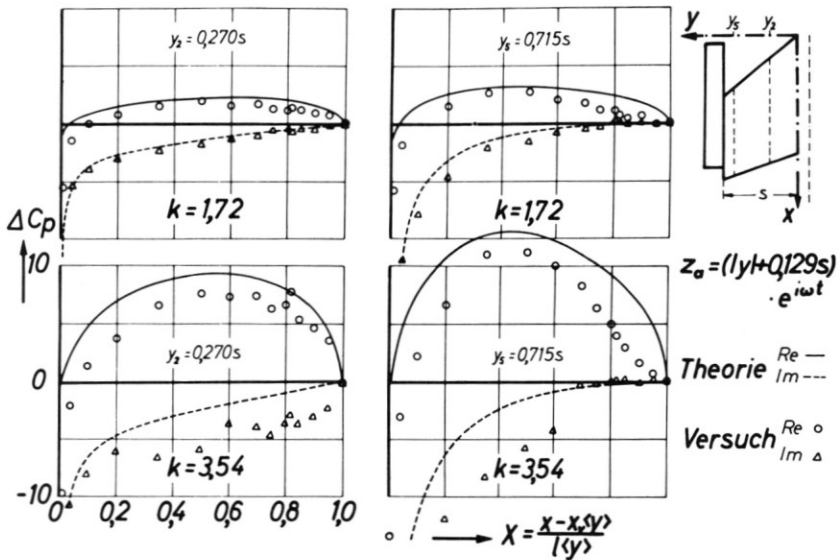


Bild 14. Die instationären experimentellen und theoretischen Druckverteilungen an einem Rollschwingungen ausführenden Pfeilflügel mit aussenliegenden Gondeln für  $k = 1.72$  und  $k = 3.54$ .

Sieht man von Klappen- oder Querruderschwingungen ab, dann lassen die Ergebnisse erwarten, dass die Theorie, bzw. die gebräuchlichen numerischen Verfahren zumindest für den niedrigen Unterschallbereich auch für elastische Verformungen des Flügels ähnlich zuverlässig sind, in Fällen also, bei denen eine experimentelle Ermittlung sämtlicher instationärer Beiwerte, die für den Flatternachweis eines modernen Hochleistungsflugzeuges benötigt werden, fast undurchführbar und kostenmässig kaum tragbar sind.

### REFERENCES

1. Bergh, H., and P. Cazemier, "Ergebnisse der instationären Druckmessungen am Flügelhalbmodell ohne Triebwerks gondeln." *NRL-Bericht*, F. 234 (1963).
2. ———, ———, "Ergebnisse der instationären Druckmessungen am Flügelhalbmodell mit Triebwerks gondeln," *NLR-Bericht*, no. 233 (1963).
3. ———, "A New Method for Measuring the Pressure Distribution on Harmonically Oscillating Wings of Arbitrary Planform," *Proceedings of the 4th ICAS Congress*, Paris (Washington, D.C.: Spartan, 1965).

4. Laschka, B., "Die Druck-, Auftriebs- und Momentenverteilungen an einem harmonisch schwingenden Pfeilflügel kleiner Streckung im niedrigen Unterschallbereich.—Vergleich zwischen Theorie und Messung," *Bericht*, no. 116/63, München (September 1963).
5. ———, "Die instationären Druckverteilungen an einem harmonisch schwingenden Pfeilflügel kleiner Streckung mit aussenliegenden Gondeln in niedrigen Unterschallbereich.—Vergleich zwischen Theorie und Messung," *Bericht des Entwicklungsrings Süd*, München (May 1964).
6. ———, "Zur Theorie der harmonisch schwingenden tragenden Fläche bei Unterschallanströmung," *Bericht*, no. 13/61, München, März 1961, auszugsweise veröffentlicht in *Zeitschrift für Flugwissenschaften* 11 (1963), pp. 265–291.
7. ———, "Die instationären Luftkräfte an harmonisch schwingenden Tragflügeln endlicher Spannweite bei Unter- und Überschallgeschwindigkeit," *Jahrbuch 1961 der WGL*, pp. 207–219.
8. Acum, W. E. A., "Theory of Lifting Surfaces Oscillating at General Frequencies in a Stream of High Subsonic Mach Number," *ARC Rep.* 17, 824 (1956), *ARC* 18, 630 (1956), 19, 229 (1957), and 20, 771 (1959).
9. Hsu, P. T., "Some Recent Developments in the Flutter Analysis of Low-Aspect-Ratio Wings," *Proceedings of the National Specialists Meeting on Dynamics and Aeroelasticity*, Fort Worth, Texas (November 6–7, 1958), pp. 7–26.
10. Watkins, C. E., D. S. Woolston and H. J. Cunningham, "A Systematic Kernel Function Procedure for Determining Aerodynamic Forces on Oscillating or Steady Finite Wings at Subsonic Speeds," *NASA Rep.* R-48 (1959).
11. Stark, V. J. E., "A Method for Solving the Subsonic Problem of the Oscillating Finite Wing with the Aid of High-Speed Digital Computers," *SAAB Aircraft Company*, TN 41 (1958).
12. Ashley, H., G. Zartarian and D. Neilson, "Investigation of Certain Unsteady Aerodynamic Effects in Longitudinal Dynamic Stability," *Wright Air Development Center*, USAF Technical Report 5986 (1951).
13. Woolston, D. S., S. A. Clevenson and S. A. Leadbetter, "Analytical and Experimental Investigation of Aerodynamic Forces and Moments on Low-Aspect-Ratio Wings Undergoing Flapping Oscillations," *NACA TN* 4302 (1958).
14. Widmayer, E., S. A. Clevenson and S. A. Leadbetter, "Some Measurements of Aerodynamic Forces and Moments at Subsonic Speeds on a Rectangular Wing of Aspect Ratio 2 Oscillating About the Midchord," *NACA TN* 4240 (1958).
15. Leadbetter, S. A., and S. A. Clevenson, "Some Measurements at Subsonic Speeds of the Aerodynamic Forces and Moments on Two Delta Wings of Aspect Ratios 2 and 4 Oscillating About the Midchord," *NACA TN* 4039 (1953).
16. Destuynder, R., and S. Chopin, "Détermination expérimentale de coefficients instationnaires transsonique aux fréquences réduites élevées et comparaison avec la théorie," *La recherche aéronautique*, no. 90 (September/October 1962).
17. Laidlaw, W. R., and R. L. Halfman, "Experimental Pressure Distributions on Oscillating Low-Aspect-Ratio Wings," *J. Aeronaut. Sci.*, 23 (1956), pp. 117–124.
18. Hall, H., "A Record of Information on Oscillatory Aerodynamic Derivative Measurements," *British R.u.M.*, no. 3232 (1962).
19. Küssner, H. G., "Allgemeine Tragflächentheorie," *Luftfahrtforschung*, 17 (1940), pp. 370–378.

20. Watkins, C. E., H. L. Runyan and D. S. Woolston, "On the Kernel Function of the Integral Equation Relating the Lift and Downwash Distributions of Oscillating Finite Wings in Subsonic Flow," NACA Rep. 1234 (1955).
21. Laschka, B., "Das Potential und das Geschwindigkeitsfeld der harmonisch schwingenden tragenden Fläche bei Unterschallströmung," *Zeitschr. angew. Math. Mech. (ZAMM)*, 43, 7/8, 1963.
22. Truckenbrodt, E., "Tragflächentheorie bei inkompressibler Strömung," *Jahrbuch 1953 der WGL*, pp. 40-65.
23. Multhopp, H., "Methods for Calculating the Lift Distribution of Wings (Subsonic Lifting Surface Theory), *ARC R.u.M.*, 2884 (1955).