

ÜBER DIE GRENZSCHICHTABLÖSUNG AM ZYLINDER BEI HOHEN GESCHWINDIGKEITEN

Von A. NAUMANN und H. PFEIFFER

Aachen

1. EINLEITUNG

WÄHREND die Wechselwirkung zwischen einem Verdichtungsstoß und der an der Körperwand anliegenden Grenzschicht schon oft Gegenstand theoretischer und experimenteller Untersuchungen wurde, ist u. W. die gegenseitige Beeinflussung zwischen einem Stoß und einer abgelösten Grenzschicht oder auch die Beeinflussung des Stoßes auf die Grenzschichtablösung selbst kaum studiert worden. Strömungsvorgänge dieser Art treten besonderes im transsonischen Geschwindigkeitsbereich auf. Sie dürften zunächst einer theoretischen Behandlung nur schwer zugänglich sein; für die experimentelle Erforschung ist der rasche zeitliche Ablauf des Vorganges erschwerend.

Im Rahmen eines Forschungsprogramms, das sich mit der Wechselwirkung zwischen Verdichtungsstößen und Grenzschichtablösung befasst, wurden in Aachen einige Untersuchungen über das Strömungsverhalten des Kreiszylinders in der Umgebung der kritischen Machschen und der kritischen Reynoldsschen Zahl durchgeführt. Ohne auf Einzelheiten einzugehen, soll über einige Ergebnisse kurz berichtet werden; die Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen.

Vorversuche hatten sich auf Halbzylinder⁽¹⁾ und Halbprofile⁽²⁾ bezogen.

Im Widerstandsverlauf des Zylinders bei inkompressibler Strömung treten drei Bereiche auf: bei sehr kleinen Reynoldsschen Zahlen nimmt der c_w -Wert rasch ab; bei mittleren Reynoldsschen Zahlen bis etwa 250 000 bleibt er nahezu konstant und fällt dann zu kleineren Werten, wenn der Turbulenzpunkt der Grenzschicht vor den Ablösepunkt rückt. Im mittleren Bereich, der etwa $40 < Re < 250\,000$ überdeckt, beobachtet man alternierenden Nachlauf, während darüber und darunter die Nachlaufströmung stetig ist. Dieser mittlere Bereich ist mehrmals untersucht worden und begegnet vor allem seit der berühmten Stabilitätsrechnung v. Kármán 1911⁽³⁾ einem recht erheblichen theoretischen und experimentellen Interesse.

Die interessanten Arbeiten von Wille⁽⁴⁾ und Domm⁽⁵⁾ haben eine etwas andere Auffassung von der Wirbelstraßen-Stabilität gelehrt; sie haben gezeigt, daß die Kármán-Anordnung ein Wirbelsystem geringsten Instabilitätsgrades darstellt.

Zahlreiche experimentelle Arbeiten zur Analyse des Verhaltens einer Wirbelstraße und über die Wirbelfrequenz sind bekannt geworden, die im einzelnen hier nicht referiert werden können. Es sei auf die Zusammenstellungen verwiesen, die Rosenhead⁽⁶⁾ über theoretische Arbeiten bis 1953, Lehnert⁽⁷⁾ über die Ermittlung der Wirbelfrequenzen und Goldstein⁽⁸⁾ über experimentelle und theoretische Arbeiten gab. Es seien ergänzend noch Veröffentlichungen von Kovásznyai⁽⁹⁾, Roshko⁽¹⁰⁾, Frimberger⁽¹¹⁾ u. a. erwähnt.

Über die Strömungsform bei höheren Geschwindigkeiten, bei denen die Kompressibilität des Mediums eine Rolle spielt, sind nur wenige Arbeiten bekannt geworden. Neben einzelnen Strömungsaufnahmen, die sich verschiedentlich finden, sei auf die Berichte von Ryan⁽¹²⁾ und von Thomann⁽¹³⁾ hingewiesen; in beiden Arbeiten war das Ziel die Ermittlung des recovery-factors der Temperatur im rückwärtigen Staupunkt.

Die erste Frage unserer Untersuchungen war daher die nach der Strömungsform bei hohen Geschwindigkeiten; und der Beschreibung des Strömungsbildes sind die nachstehenden Ausführungen im wesentlichen gewidmet.

Als Windkanal stand zunächst ein kleiner Unterdruck-Hochgeschwindigkeitskanal des Aerodynamischen Instituts der T.H. Aachen zu Verfügung, der in⁽¹⁴⁾ kurz beschrieben ist. Spätere Versuche wurden in der 30-cm-Unterschallmeßstrecke des ebenfalls intermittierend arbeitenden Aachener Überdruck-Überschallkanals⁽¹⁵⁾ durchgeführt. Die Filmaufnahmen erfolgten mit einer AEG-Zeitlupe, einer Fastax-Kamera bzw. einem Früngelschen Stroboskop; Einzelaufnahmen wurden durch Auslösen eines Funkens als Lichtquelle (Gleitfunke, 25 000 Volt, Belichtungsdauer ca. 10^{-6} sec) gewonnen.

Teilveröffentlichungen der Ergebnisse unserer Untersuchungen sind in⁽¹⁶⁾ und⁽¹⁷⁾ enthalten; einer ausführlichen Darstellung wird die Dissertation des zweitgenannten Verfassers gewidmet sein.

Die Untersuchungen wurden im wesentlichen dank der Unterstützung des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums des Landes Nordrhein-Westfalen an das Aerodynamische Institut der T.H. Aachen ermöglicht. Das Bundes-Verteidigungsministerium hat für die Durchführung der Temperaturmessungen im Rahmen eines größeren Forschungsprogramms der DVL Mittel zur Verfügung gestellt. Schließlich sei die Bereitstellung von Geräten durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft erwähnt. Allen diesen Stellen sei auch hier herzlich gedankt.

2. DAS WIDERSTANDSVERHALTEN DES ZYLINDERS

Einige Bemerkungen über das—bekannte—Widerstandsverhalten seien vorausgeschickt, vgl. etwa⁽¹⁸⁾. Bei einem Zylinder genügend großen Durchmessers wird bei Steigerung der Anströmgeschwindigkeit die kritische

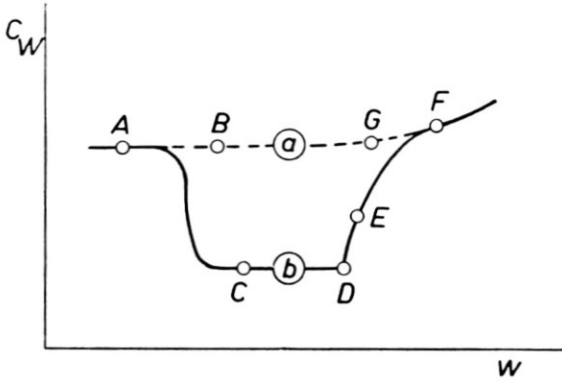


ABB. 1. Prinzipieller Verlauf des Widerstandsbeiwertes: (a) Zylinder kleinen Durchmessers (b) Zylinder großen Durchmessers.

Reynoldssche Zahl bei unterkritischer Machzahl erreicht, der Widerstandsbeiwert fällt auf etwa 0,3 ab. Bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit wird in Nähe des Äquators lokal die Schallgeschwindigkeit über-

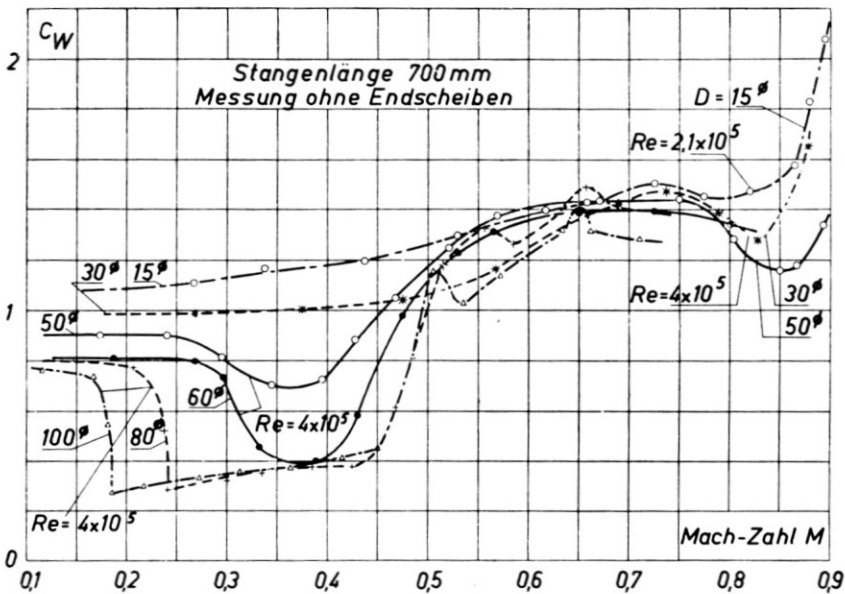


ABB. 2. Widerstandsbeiwerte des Zylinders nach Matt.

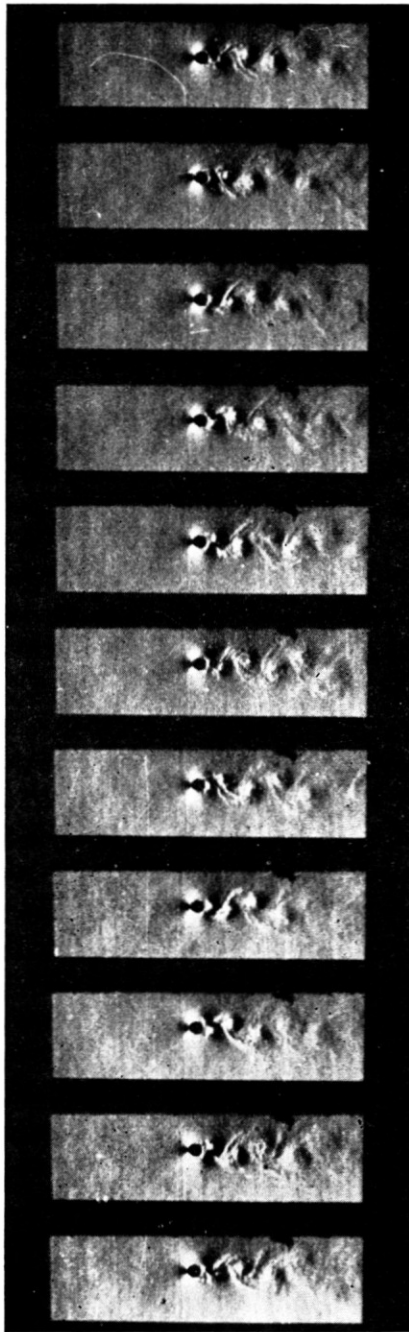


ABB. 3.

schritten, die kritische Machzahl äußert sich in einem starken Anstieg des c_w -Wertes (Abb. 1 Kurve b).

An einem Zylinder kleinen Durchmessers würde jedoch, wenn wir ebenso die Anströmgeschwindigkeit allmählich erhöhen, die kritische Reynoldssche Zahl erst bei höheren Beträgen der Geschwindigkeit erreicht als bei großen Zylindern. Es kann also eintreten, daß die lokale Schallgeschwindigkeit bereits auftritt, wenn die Grenzschichtablösung noch laminar erfolgt, d. h. dass die kritische Machsche Zahl bei kleineren Geschwindigkeiten angenommen wird als die—inkompressibel berechnete—kritische Reynoldssche Zahl. Dann lösen die örtlichen Verdichtungsstöße

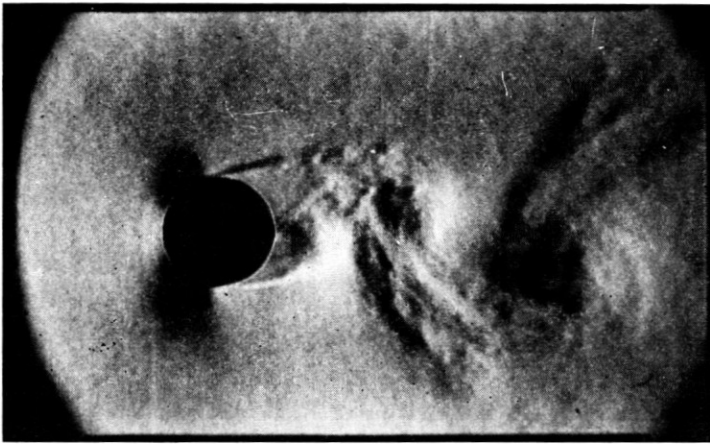


ABB. 4.

in Äquatornähe die Grenzschicht ab und verhindern so die bei inkompressibler Strömung bekannte Verkleinerung des Totwassergebietes, d. h. die kritische Reynoldssche Zahl tritt gar nicht in Erscheinung (Kurve a).

Zur Vervollständigung sei in Abb. 2 das Widerstandsdiagramm des Zylinders nach den Messungen von Matt⁽¹⁸⁾ gezeigt.

Bei unterkritischer Machzahl und hoher unterkritischer Reynoldszahl tritt das Bild der alternierenden Kármán-Wirbel in ähnlicher Weise auf, wie dies von kleineren Reynoldszahlen her bekannt ist. Abb. 3 zeigt einen Filmausschnitt (6100 Bilder je sec) bei $M = 0,385$, $Re = 0,84 \cdot 10^5$. Hier sind 3 Wirbelpaare erkennbar. Eine Phase der Wirbeleinrollung ist deutlich aus der Funkenaufnahme der Abb. 4 zu erkennen. $M = 0,35$; $Re = 1,8 \cdot 10^5$; Belichtungszeit 10^{-6} sec. Die abgelöste Grenzschicht rollt sich zunächst in kleine Einzelwirbel auf, wie sie von Courré-Gelongue⁽¹⁹⁾ sowie Crausse und Baubiac⁽²⁰⁾, später von Walter⁽²¹⁾ beschrieben und als *tourbillons adjoints*, *tourbillons secondaires* bzw. *Kantenwirbel* bezeichnet wurden.

Sie entstehen infolge der Instabilität der Diskontinuitätsfläche und stehen augenscheinlich nicht in ursächlichem Zusammenhang mit der Ablösung der Kármán-Wirbel. Sie bedürfen zu ihrer ersten Entstehung einer bestimmten Anlaufänge, die von der Gleitgeschwindigkeit und der Außenströ-

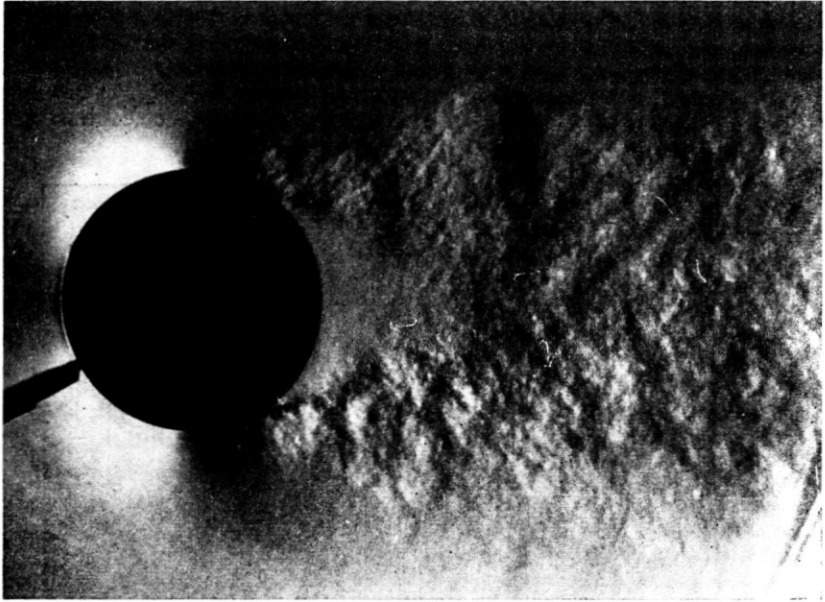


ABB. 5.

mung abhängig ist. Sie sind andererseits wesentlich für das weitere Verhalten der Kármán-Wirbel mit verantwortlich. Das Strömungsbild ist etwa den Punkten A und B der Skizze Abb. 1 zugeordnet.

Es sei erwähnt, daß bei Schlierenbildern, bei denen der Dichtegradient sichtbar wird, die Wirbel stets einseitig dunkel erscheinen, wie aus dem Druckfeld eines Wirbels sofort verständlich ist*.

Bei überkritischen Reynoldszahlen, aber unterkritischen Machzahlen (entsprechend etwa Punkt C der Kurve b Abb. 1) besitzt die turbulente Grenzschicht in Wandnähe genügend Energie, um den Druckanstieg auf der Leeseite des Zylinders noch eine kurze Strecke zu überwinden, ehe die Ablösung symmetrisch einsetzt. Diese klassische Vorstellung ist aus Abb. 5 bestätigt.

* Die auf einigen Bildern dicht vor dem Zylinder erscheinende Störung ist ein Einfluss der Grenzschicht an den seitlichen Begrenzungswänden des Kanals.

3. STRÖMUNGSBILD BEI KLEINEM DURCHMESSER

Betrachten wir zunächst das Verhalten eines kleinen Zylinders bei Steigerung der Anströmgeschwindigkeit (Kurve a). In Äquatornähe wird, etwa bei $M = 0,42$ die Schallgeschwindigkeit überschritten; in dem dort entstehenden Überschallfeld entstehen Verdichtungsstöße, die die Rückkehr zur Unterschallgeschwindigkeit vermitteln. Es war anfangs für uns



ABB. 6.

überraschend, daß wir solche Verdichtungsstöße stets nur einseitig, jedoch mit der Frequenz der Wirbelabschwemmung seitenwechselnd beobachten konnten.

Als charakteristische Momentaufnahme sei Abb. 6, $M = 0,48$; $Re = 2,03 \cdot 10^6$ gezeigt.

Die Diskontinuitätsfläche repräsentiert eine immer neu gebildete Zirkulation; nach dem Thomsonschen Satz muß dieser Zirkulation eine gleichgroße, entgegengesetzt gerichtete Zirkulation entsprechen, so daß das Linienintegral der Geschwindigkeit weit außerhalb weiterhin verschwindet (Abb. 7). Die dieser Zusatzzirkulation zugeordnete Singularität muß im Innern des Zylinders so bestimmt sein, daß auf dem Zylinderumfang die Normalkomponente der Geschwindigkeit verschwindet. Die Zusatzzirkulation verursacht ein additives Geschwindigkeitsfeld, das sich dem zeitlich gemittelten, d.h. stationär angenommenen, Geschwindigkeitsfeld überlagert. So entsteht auf der einen Seite eine der Hauptströmung gleichgerichtete Zusatzgeschwindigkeit; dort entsteht also u.U. eine höhere Überschallgeschwindigkeit, während auf der anderen Seite die

lokale Geschwindigkeit am Äquator geschwächt wird. Trotzdem im Mitte die kritische Machsche Zahl bereits überschritten ist, kann die lokale Geschwindigkeit noch weit unterhalb der Schallgeschwindigkeit liegen; es kann sich also dort kein Verdichtungsstoß ausbilden. Mit der periodisch

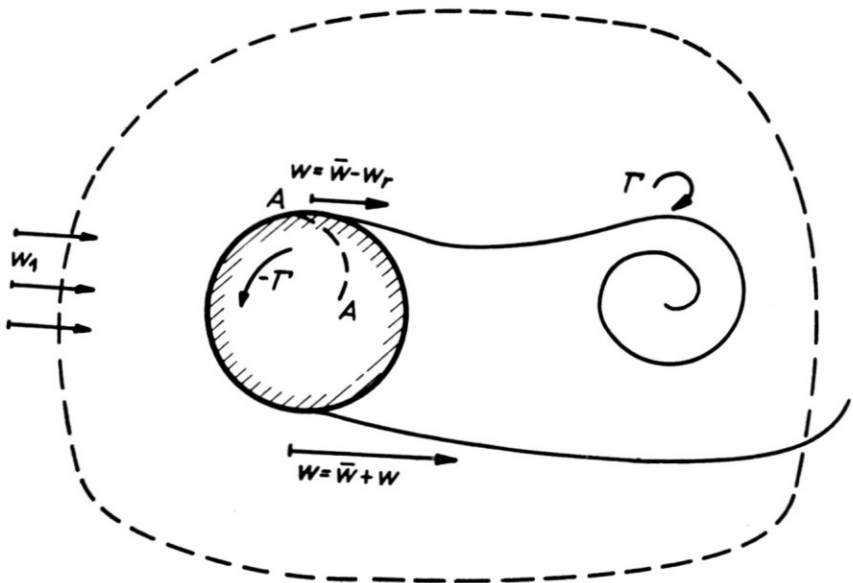


ABB. 7.

wechselnden Richtung des zirkulatorischen Zusatzfelds wechselt auch die Seite der lokalen Überschallgeschwindigkeit, d.h. auch der Stoß tritt im Rhythmus der Wirbelabschwemmung abwechselnd rechts und links auf.

Mit der zeitlich beschleunigten Ausbildung der Diskontinuitätsfläche wandert der Stoß am Zylinderumfang stromauf und zwar beschleunigt; er wird schließlich nach vorn entgegengesetzt der Anströmung abgestoßen; in die Strömung läuft damit eine Druckwelle stromauf, die sich selbst etwa mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzt; sie erreicht rasch die Kanalwand und wird dort reflektiert. So erscheint das Feld stromauf vom Zylinder mit einem regelmäßigen Feld von Druckwellen durchzogen, die mit der doppelten Wirbelfrequenz stromauf laufen.

Abb. 8 ist ein Filmausschnitt mit 6400 Bildern je sec bei $M = 0,57$, $Re = 1,16 \cdot 10^5$, also weit oberhalb der kritischen Machzahl; hier ist das System der stromauf laufenden Wellen sichtbar, natürlich beeinflusst durch die Kanalwände (etwa Punkt G der Abb. 1).

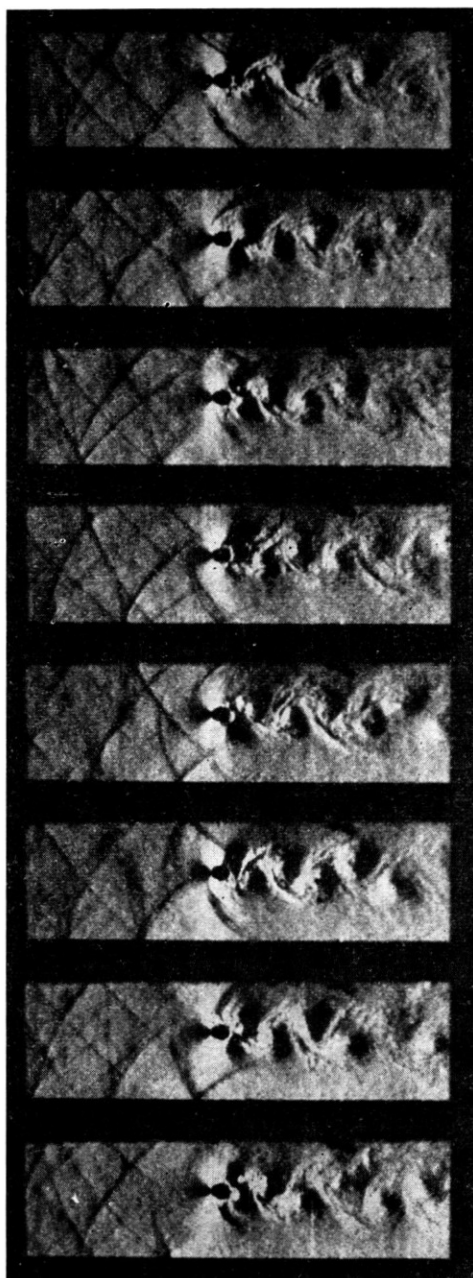


ABB. 8.

Die kritische Machzahl der Anströmung sollte dann nicht auf den Wert definiert werden, bei dem das zeitliche Mittel der Geschwindigkeit in Äquatornähe gleich der Schallgeschwindigkeit ist, sondern auf die Geschwindigkeit, bei der unter Berücksichtigung der zusätzlichen zirkulatorischen Geschwindigkeit erstmalig die Schallgeschwindigkeit einseitig auftritt. Vorläufige Abschätzungen ergaben hierfür den Wert $M = 0,41$.

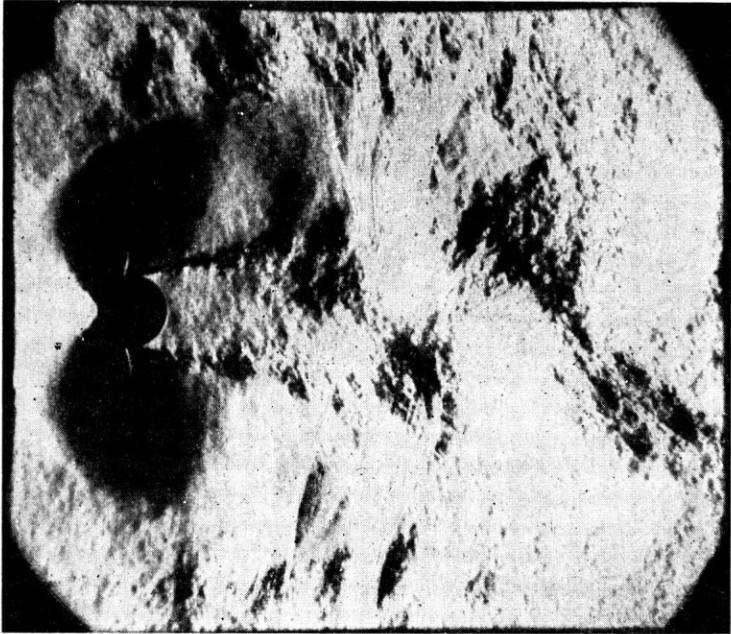


Abb. 9.

Der wechselnden Ausbildung der zirkulatorischen Strömung entspricht ein periodisches Verhalten des Druckfeldes und damit der Widerstands- und einer Querkraft, wie dies z. B. von Drescher⁽²²⁾ und von Etkin, Korbacher und Keefe⁽²³⁾ gemessen wurde. Einige eigene Messungen hierzu liegen ebenfalls vor.

Bei weiterer Steigerung der Anström-Machzahl über die kritische Machzahl hinaus wird schließlich auf beiden Seiten die Schallgeschwindigkeit trotz der Zusatzzirkulation nicht mehr unterschritten; dann müssen wir auch beiderseits Verdichtungsstöße erwarten. Hierfür ergab eine rohe Abschätzung die Grenze $M = 0,62$.

Ein Beispiel vermittelt Abb. 9, die an einem Zylinder von 20 mm Durchmesser im Freistrahle des Überdruckkanals gewonnen wurde. $M = 0,71$; $Re = 4,7 \cdot 10^5$, etwa entsprechend Punkt F der Abb. 1. Das Strömungsbild wird nunmehr wesentlich verwickelter, weil sich auch von den Wirbeln aus-

gehend Stöße ausbilden; das Bild der ausgeprägten, geordneten Wirbelablösung wird gestört, jedoch ist der alternierende Nachlauf deutlich erkennbar.

Die Lage des Turbulenzpunktes der Grenzschicht spielt jetzt keine ausschlaggebende Rolle mehr, da die kritische Machzahl nach unserer Voraussetzung früher erreicht wird als die kritische Reynoldssche Zahl. Wenn nun der Turbulenzpunkt vor den Schallpunkt rückt, dann bewirken jedoch die Verdichtungsstöße die Ablösung der Grenzschicht und verhindern damit die Verkleinerung des Totwassergebietes; d. h. die kritische Reynoldszahl des Zylinders tritt im Widerstandsgesetz nicht in Erscheinung.

4. STRÖMUNGSBILD BEI GROSSEN DURCHMESSERN

An Zylindern großer Durchmesser wird im allgemeinen bei Steigerung der Anströmgeschwindigkeit die kritische Reynoldssche Zahl erreicht, wenn die Anström-Machzahl noch recht klein ist. Die Ablösestelle der Grenzschicht liegt etwa bei 100° . Die abgelöste Grenzschicht zerfällt sehr rasch; es entsteht eine symmetrisch zur Anströmachse ausgebildete Turbulenzfahne (Kurve b der Abb. 1). Ein Beispiel ist in Abb. 5 gezeigt worden.

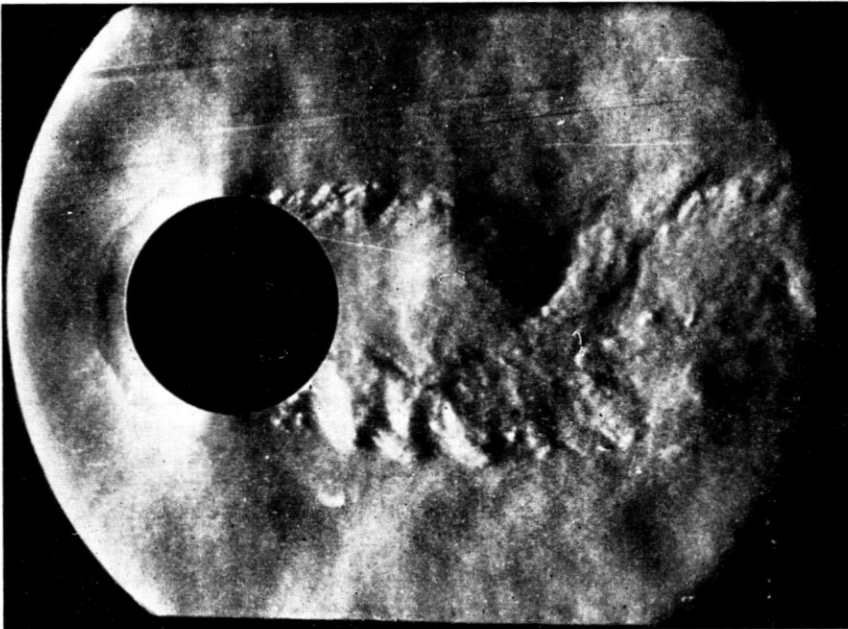


ABB. 10.

Wenn nun am Äquator die Schallgeschwindigkeit leicht überschritten wird, so expandiert die Strömung symmetrisch weiter. Es treten gleichzeitig auf beiden Seiten des Zylinders Verdichtungsstöße in Äquatornähe

auf. Diese vermitteln nunmehr eine Vorverlagerung der Ablösestelle, und damit, obwohl die Stöße selbst nur geringe Intensität haben, eine Umgestaltung des Strömungsbildes zu einem großen Totwassergebiet. (Punkt D der Kurve b in Abb. 1.). Dieser starken Vergrößerung des Totwassers entspricht eine rasche und große Zunahme des Widerstands bis zur Kurve a.



ABB. 11.

Wichtig ist die Tatsache, daß die Form der Totwasserbegrenzung wieder der unterkritischen Form ähnelt, die — wie wir wissen — schwingungsfähig ist. Die folgenden Überlegungen gehen davon aus, daß diese Form des von den abgelösten Grenzschichten gebildeten Totwassergebietes die Schwingung und damit die alternierende Wirbelbildung begünstigt. Vgl. hierzu etwa auch⁽²⁴⁾.

Diese Vorstellung basiert auf der Voraussetzung, daß die Diskontinuitätsfläche, d. h. die vom Zylinder ausgehende freie Wirbelfläche, allein für die weitere Geschichte des Strömungsbildes verantwortlich ist, vgl.⁽¹⁷⁾. Die erste Wirbeleinrollung mag durch einen Zufall entstehen. Dies entspricht etwa der Auffassung, die Rosenhead⁽⁶⁾ ausgesprochen hat.

In ähnlicher Weise sieht auch Thomann⁽¹³⁾ die Vorgeschichte für die Entstehung einer alternierenden Wirbeleinrollung; er nimmt das Verhältnis der Breite der Vermischungszone zur Breite des Totwassers als wesentlichen Parameter an.

Abb. 10 ($M = 0,44$, $Re = 670\,000$) zeigt die erste Phase der Entstehung eines ersten Wirbels einer Straße (Zylinderdurchmesser 75 mm), hervorgegangen aus einer symmetrischen Totwasserform bei recht hoher Reynoldszahl. Wir erkennen die starke Turbulenz der abgelösten Grenzschicht und die Sekundärwirbel, sowie einen schwachen Stoß (etwa Punkt D Abb. 1).

Ist einmal die Bildung eines Wirbels vollzogen, dann gelten ähnliche Vorstellungen wie bei kleineren Reynoldszahlen; der Stoß geht von der Ablösestelle bzw. Diskontinuitätsfläche aus und wandert stromauf; das Strömungsverhalten ist wiederum alternierend geworden. Die Wirbel sind jedoch im Gegensatz zu den Kármánwirbeln unterkritischer Reynoldszahlen von grober Turbulenzstruktur.

Der Steigerung der Anströmgeschwindigkeit entspricht eine Ausdehnung des lokalen Überschallfeldes und eine

Zunahme der lokalen Machzahl im Expansionsgebiet. Einseitig wird die Ablösestelle der Grenzschicht bis zu 145° zurückverlegt; die abgelöste Diskontinuitätsfläche schmiegt sich fast der Zylinderkontur an, wobei die Außenströmung bis über die Symmetrieachse hinaus expandiert. Hier verhält sich die Diskontinuitätsfläche anders als bei der Wirbelinrollung bei unterkritischer Machzahl. Auf der Diskontinuitätsfläche bildet sich zunächst ein System von schwachen Wellen aus, das gegen Ende der Expansionsphase zu einem gegabelten Verdichtungsstoß führt, dessen

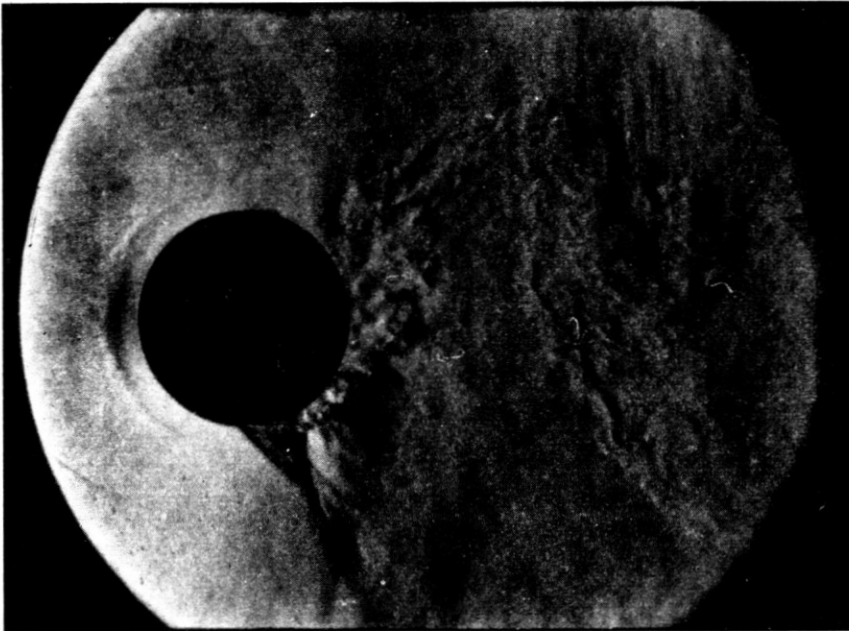


ABB. 12.

vorderer Ast von der Ablösestelle ausgeht. Da sich der Druck hinter dem Stoß innerhalb des Totwassers stromauf fortpflanzt, wird die Ablösestelle vorverlegt. Der abgelöste Nachlauf schwingt nach, und das Stoßsystem läuft in der Überschallströmung stromaufwärts. Hierbei ändert der Stoß seine Formen. Schließlich bricht die Überschallströmung zusammen; der Stoß löst sich vom Zylinder und läuft in der Unterschallströmung als Druckwelle stromauf, ähnlich wie schon vorher beschrieben.

Während dieser Halbperiode, also während der Stoß und die Ablösestelle auf der einen Zylinderseite stromauf schwingen, expandiert die Strömung auf der anderen Seite. Stromab erscheint wieder das Bild alternierender Wirbelabwanderung.

Einige Bilder mögen diesen Strömungszustand erläutern; er entspricht etwa den Punkten E auf dem ansteigenden Ast der Kurve b.

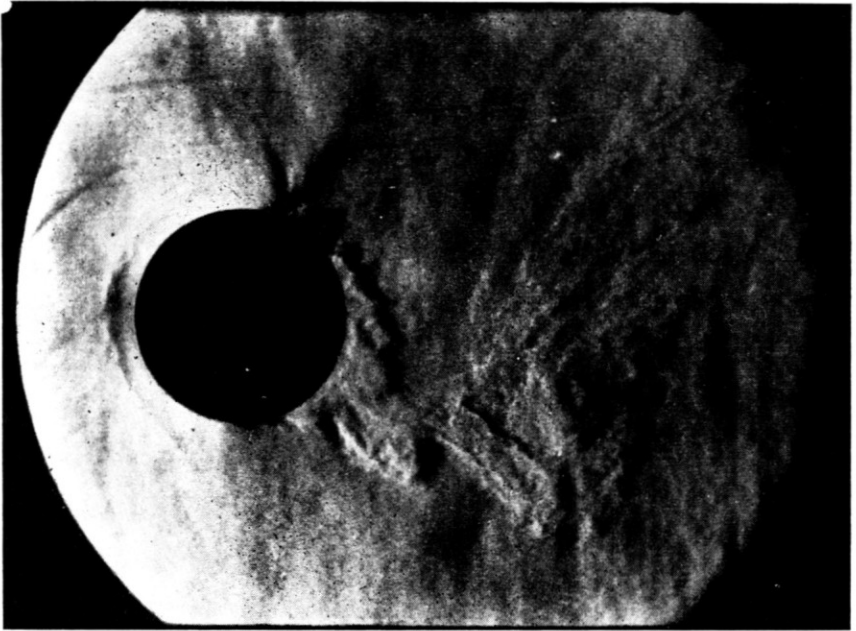


ABB. 13.

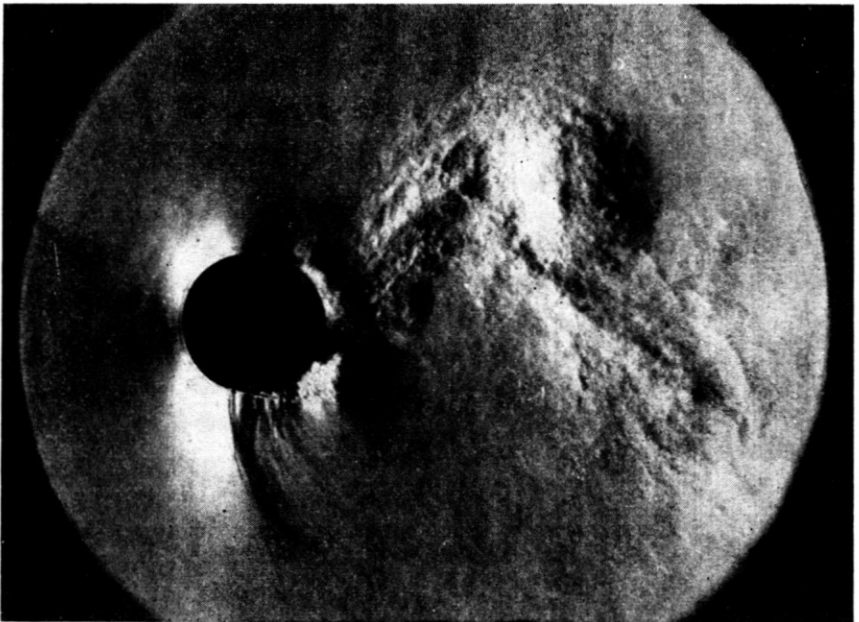


ABB. 14.

Abb. 11 ist ein Ausschnitt aus einem Film mit einer Frequenz von 8000 Hz. Man erkennt die Entstehung des Stoßes und der Wirbel sowie das alternierende Verhalten; die Machzahl ist leicht überkritisch ($M = 0,44$); die Reynoldszahl hat den hohen Wert 680 000, der Zylinderdurchmesser ist 75 mm.

Die folgenden Abb. 12 und 13 sind Funkenaufnahmen bei gleicher Re - und M -Zahl. Auf Abb. 12 ist unten ein Stoß, oben ein stark turbulenter Wirbel zu sehen; in Abb. 13 hat sich der Stoß oben eben gebildet. Ein weiteres Beispiel stellt Abb. 14 dar, die an einem Zylinder von 50 mm Durchmesser bei $M = 0,47$ gewonnen wurde.

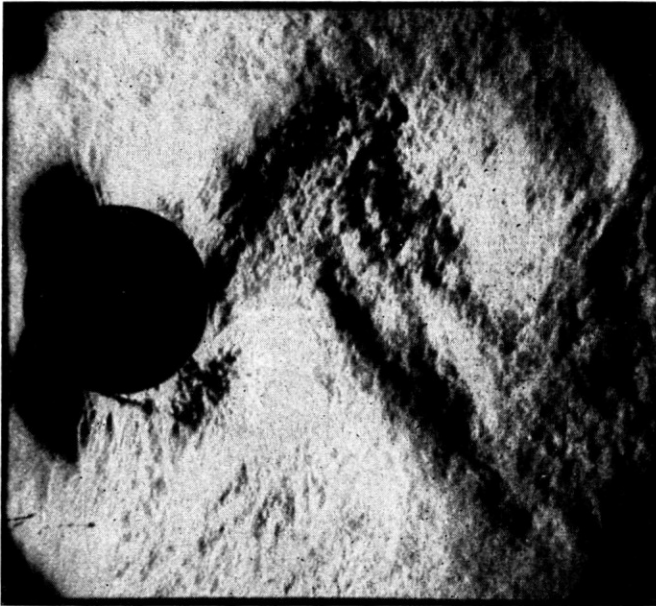


ABB. 15.

Die alternierende Wirbelabschwemmung bringt wiederum ein additives zirkulatorisches Feld mit sich, das in ähnlicher Weise, wie oben für kleinere Durchmesser beschrieben, das Bild der am Zylinder schwingenden Stöße vortäuscht.

Oberhalb der Machzahl $M = 0,63$ zeigen die Strömungsaufnahmen für alle Zylinderdurchmesser gleiches Strömungsbild unabhängig vom Zustand der Grenzschicht, die entweder laminar oder turbulent abgelöst wird. Der Einfluß wird von den am Zylinder schwingenden Verdichtungsstößen, unterdrückt, da die Grenzschicht in jedem Falle am Fuß der Stöße zur Ablösung gebracht wird, unabhängig von ihrer Vorgeschichte. Die Schallgeschwindigkeit am Zylinder ist stets beiderseits überschritten, auf

einer Seite existiert ein ausgedehntes Überschallfeld. Im Überdruck-Windkanal konnte bis zu Machzahlen 0,85 und bis zu Reynoldszahlen $1,5 \cdot 10^6$ die oszillierende Strömung des Nachlaufes nachgewiesen werden.

Jetzt erscheint es unangebracht, noch von unterkritischer und überkritischer Reynoldszahl des Zylinders zu sprechen.

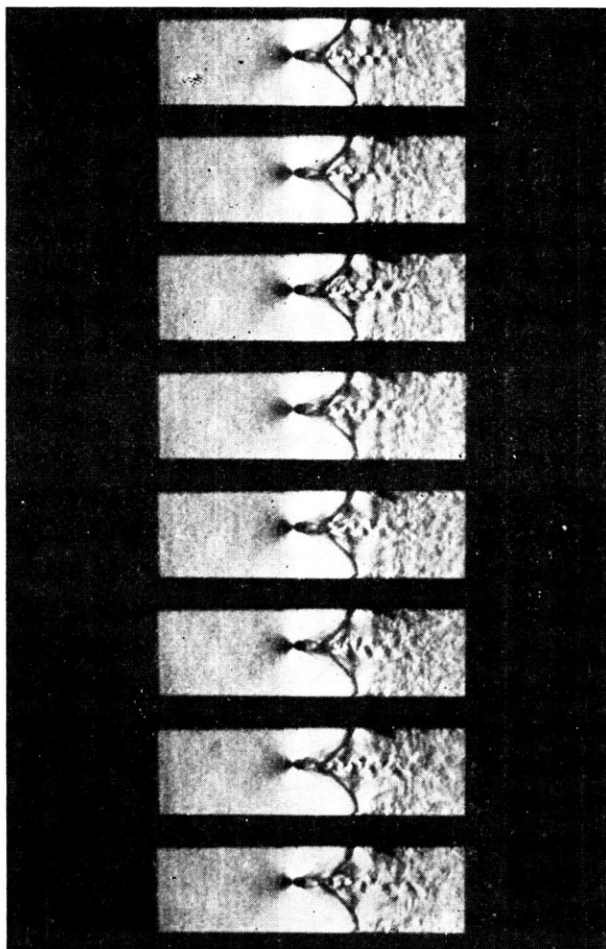


ABB. 16.

Ein Beispiel ist in Abb. 15 wiedergegeben, die zu $M = 0,78$ und $Re \approx 9 \cdot 10^5$ gehört. Dieser Strömungszustand gehört etwa zum Punkt F in Abb. 1.

Das Strömungsbild nach Art der Abb. 16 tritt im geführten Strahl nach Erreichen der Blockierung auf. Die das Überschallfeld begrenzende Diskontinuitätsfläche erscheint sehr stabil. An ihrem Ende bildet sich ein Stoßsystem nach Art einer Schwanzwelle aus. Von der Ansatzstelle der

Schwanzwelle aus wird nunmehr eine Wirbelstraße recht hoher Frequenz entwickelt. Ähnliche Bilder hat Thomann mitgeteilt. Im Freistrahle konnte der der Abb. 16 entsprechende Strömungszustand nicht in gleicher Weise beobachtet werden.

Es ist bekannt, daß die Wirbelstraße nicht kontinuierlich existiert, vielmehr zeitlich mit Strömungsfeldern ungeordneter Turbulenz wechselt (vgl. z. B. auch⁽¹⁰⁾). Die hier mitgeteilten Untersuchungen behaupten nicht etwa die Stabilität der alternierenden Wirbelanordnung stromab; sie sollen nur eine Aussage über das Strömungsverhalten in Zylinder-nähe geben.

5. WIRBELFREQUENZ

Zur quantitativen Beschreibung des Strömungsverhaltens wurden die Frequenz der abgeschwemmten Wirbel, die oszillierende Druckverteilung um den Zylinder sowie der recovery-Factor der Temperatur im rückwärtigen Staupunkt gemessen.

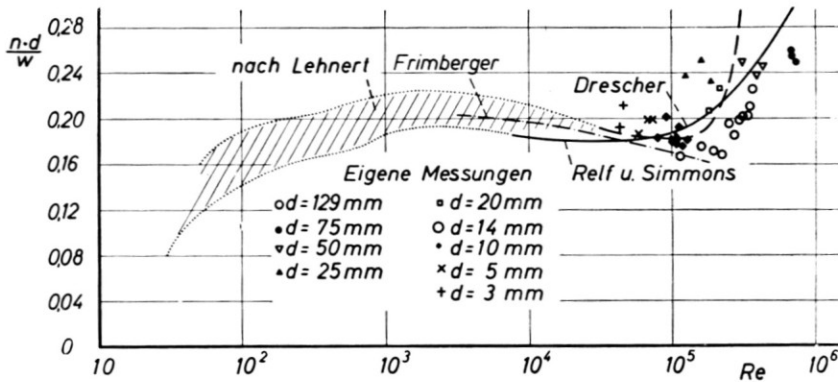


ABB. 17.

Die Messung der Wirbelfrequenz erfolgte meist durch Auszählen aus den Filmaufnahmen, bei kleineren Geschwindigkeiten auch mittels Hitzdrahtes; die bisher gemessenen Werte wurden in üblicher Weise in der Form der Strouhalschen Zahl nd/w in Abhängigkeit von Machscher und Reynoldsscher Zahl dargestellt.

In Abb. 17 ist nd/w über Re aufgetragen. Die zahlreichen älteren Messungen sind nach einer von Lehnert⁽⁷⁾ gegebenen Zusammenstellung als schraffierter Bereich zusammengefaßt, ergänzt durch die von Lehnert nicht erfaßten Messungen von Relf und Simmons⁽²⁵⁾, Drescher⁽²²⁾ und Frimberger⁽¹¹⁾, die als Mittelkurven eingetragen sind. Die eigenen Messungen ordnen sich dem allgemeinen Verlauf gut ein; eine wesentliche Abhängigkeit von der Machschen Zahl ist nicht festzustellen. Insbeson-

dere weist die Strouhalsche Zahl keine charakteristische Änderung beim Durchgang durch die kritische Machzahl auf.

Eine Analyse der gemessenen Wirbelfrequenzen im Bereich der kritischen Reynoldsschen Zahl läßt eine Aufspaltung nach dem Zylinderdurchmesser vermuten. Die Genauigkeit unserer Messungen gestattet jedoch keine Aussage, ob dies etwa ein Machzahleffekt ist.

6. DRUCKVERTEILUNG

Für die Messung der Druckverteilung bei hohen Geschwindigkeiten wurde als Druckaufnehmer eine Meßdose verwendet, in der ein Dehnungsmeßstreifen zu einem Ring gebogen und verklebt war. Dieser Streifen

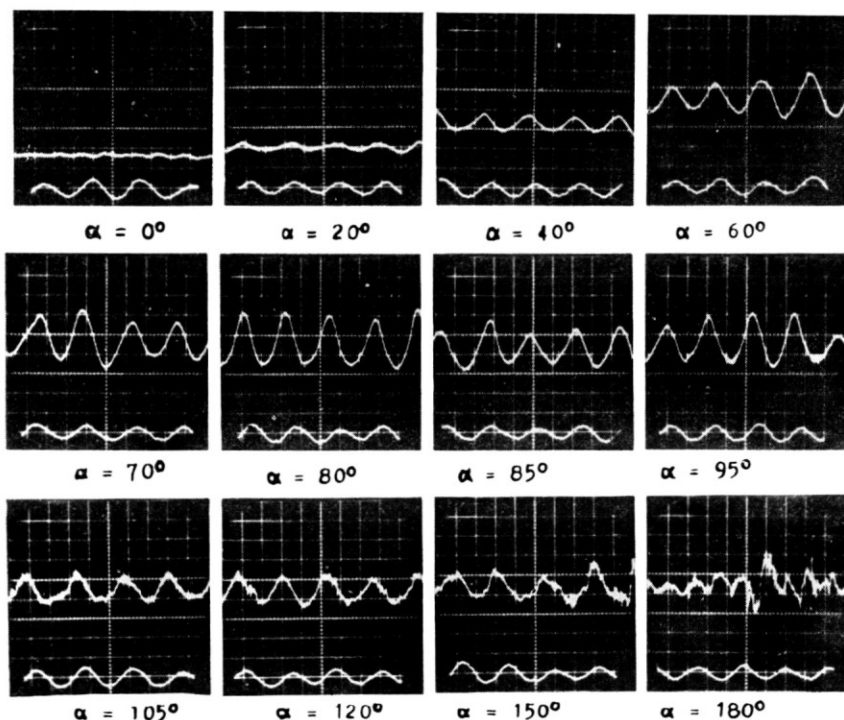


ABB. 18. Zeitlicher Verlauf des Druckes am Zylinderumfang; $Re=140\,000$; $d=129$ mm.

wurde in eine Dose eingesetzt so, daß eine Seite durch den Boden der Dose geschlossen war und die offene Seite unter der Druckbohrung in der Zylinderwand lag. Um das schwingungsfähige Luftvolumen zu verringern, wurde in den Hohlräumen noch ein Kern eingesetzt. Ein zweiter Meßstreifen wurde als Temperaturkompensator mit eingebaut. Die Ansprechzeit der Dose betrug etwa 0,7 milli-sec.

Bei kleinen Geschwindigkeiten bewährte sich eine im Institut für angewandte Gasdynamik der D V L entwickelte Meßdose mit induktivem System (Heyser, ⁽²⁶⁾), die hier eine bessere Anpassung gestattet.

Die Druckverteilung wurde durch Drehen des Zylinders gewonnen. Um eine zeitliche Zuordnung zum Außenfeld zu erhalten, wurden gleichzeitig quer vom Zylinder die Geschwindigkeitsschwankungen mit einem Hitzdraht von 30μ Durchmesser aufgenommen. Die Aufzeichnungen der Druckdose und des Hitzdrahtes wurden auf einem Tectronix-Zwei-strahl-Oszillographen registriert. Hier mögen nur wenige Beispiele wiedergegeben werden.

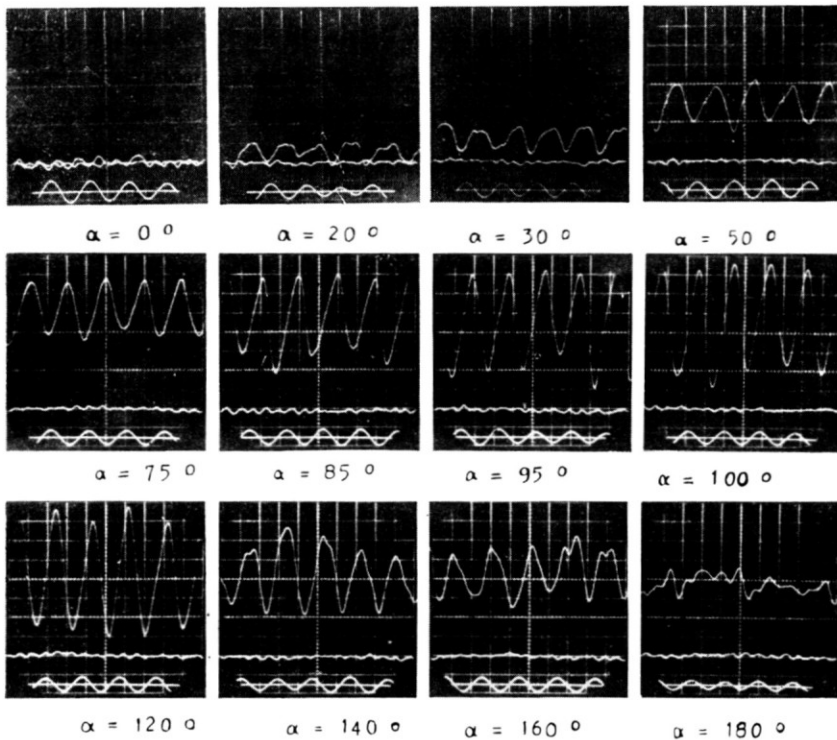


ABB. 19. Zeitlicher Verlauf des Druckes am Zylinderumfang. $M=0,47$, $Re=730\ 000$, $d=75$ mm.

Abb. 18 zeigt ein Oszillogramm, das an einem Zylinder von 129 mm Durchmesser bei $Re=140\ 000$ und $M=0,05$ gewonnen wurde, also weit im unterkritischen Machzahl- und im unterkritischen Reynoldsbereich. Das Hitzdrahtsignal am unteren Rand der Bilder zeigt deutlich die Periodizität des Außenfeldes, hervorgerufen durch die periodische Wirbelabschwemmung. Auch der Druck am Zylinderumfang spiegelt

das periodische Verhalten wider, das auch noch im Totwasser sich deutlich ausprägt.

Als nächstes Beispiel sei der Druckverlauf an einem Zylinder von 75 mm Durchmesser bei $M = 0,47$ und der recht hohen Reynoldszahl 730 000 wiedergegeben, bei der wir in Äquatornähe turbulente Grenzschicht voraussetzen müssen (Abb. 19). Die kritische Machzahl ist jedoch bereits überschritten; das Strömungsverhalten gehört etwa zu Punkt E der Abb. 1. Die Hitzdrahtsignale weisen die Periodizität des Außenfeldes nach. Der Druck am Zylinder schwingt ebenfalls periodisch und bestätigt damit das an Hand der Strömungsaufnahmen diskutierte Bild des Vorganges. Im Staupunkt ($\alpha = 0$) werden Druckschwankungen der doppelten Wirbelfrequenz registriert, da sich hier die Übergeschwindigkeiten von beiden Seiten gleich stark auswirken; bis zu $\alpha = 40^\circ$ sind die Störungen der nichtregistrierten Seite als Oberwellen bemerkbar. (Die mittlere Aufzeichnung stellt eine Kontrollkurve für den Brückenabgleich dar).

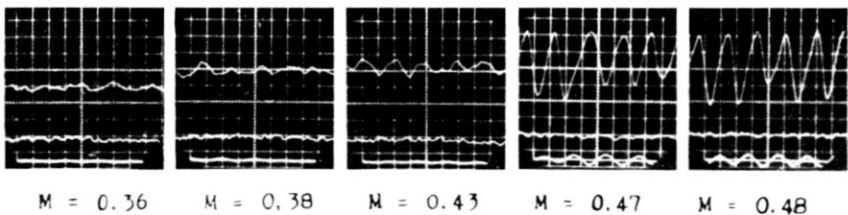


ABB. 20. Zeitlicher Druckverlauf bei $\alpha = 85^\circ$.

Schließlich zeigt Abb. 20 den Druckverlauf bei $\alpha = 85^\circ$, d.h. in der Nähe der laminaren Ablösestelle für verschiedene Machzahlen eines Zylinders von 75 mm Durchmesser; die Reynoldszahl ist stets überkritisch. Bei unterkritischer Machzahl treten kleine unregelmäßige Druckstörungen auf; etwa ab $M = 0,43$, d.h. der kritischen Machzahl, werden die Störungen intensiver und lassen eine ausgeprägte Frequenz erkennen.

7. TEMPERATUR IM RÜCKWÄRTIGEN STAUPUNKT

Die Temperaturen im rückwärtigen Staupunkt konnten bisher nur als zeitliche Mittelwerte gemessen werden. Versuche zur Ermittlung ihrer Verteilung längs des Zylinderumfangs sind in Vorbereitung. Die Messung erfolgte mittels Thermoelemente geringer Kapazität, die isoliert in die Zylinderoberfläche eingebettet waren.

Schon die Messungen von Eckert und Weise⁽²⁷⁾ an Zylindern von 10 und 20 mm Durchmesser zeigten im rückwärtigen Staupunkt auffallende Temperaturabsenkung, die im Machzahlbereich 0,55 bis 0,75 negativen Werten des recovery-Faktors entsprechen. Ryan⁽¹²⁾ hat 1951 ebenfalls

die Temperaturverteilung um den Zylinder (19 mm Durchmesser) und andere Körper bei $Re = 120\,000$ gemessen. Er weist auch ausdrücklich auf die Lärmentstehung hin, wenn die Temperaturabsenkung ein Maximum hat, und ordnet dies der Entstehung geordneter Wirbelstraßen zu. In jüngster Zeit hat Thomann⁽¹³⁾ die recovery-Factoren im Transonic- und Überschallbereich gemessen; die Zylinderdurchmesser betragen 8, 12 und 16 mm. Die Mittelkurven der genannten Autoren sind in Abb. 21 eingezeichnet.

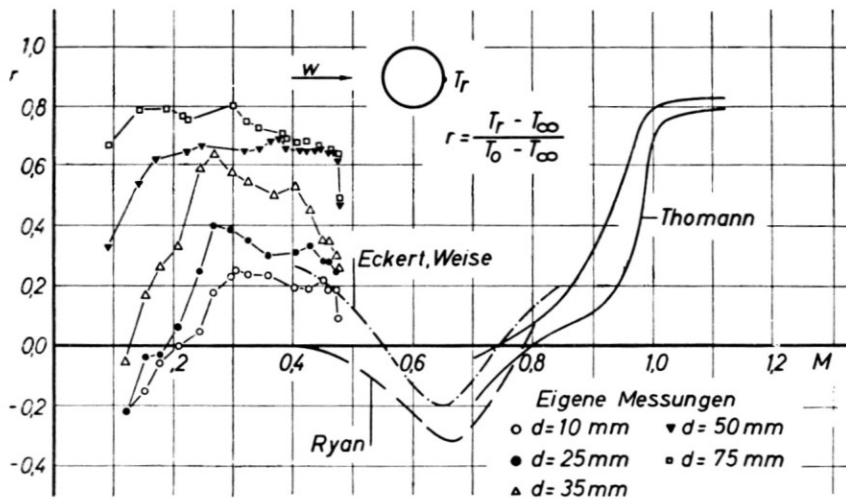


ABB. 21. Recovery-Faktor im rückwärtigen Staupunkt.

Zur Erklärung der Temperaturabsenkung in der Wirbelstraße hat Akkeret⁽²⁸⁾ das nicht stationäre Potentialströmungsfeld zwischen den Wirbeln herangezogen. Ein anderer Erklärungsversuch von Schultz-Grunow⁽²⁹⁾ basiert auf dem turbulenten Wärmetransport in dem radialen Druckfeld des Wirbels.

Die Ergebnisse einer ersten Meßreihe sind in Abb. 21 zusammengestellt. Der Anschluß unserer Ergebnisse an die der vorgenannten Autoren ist befriedigend. Bei Erreichen der kritischen Machzahl fallen bei allen Zylinderdurchmessern die r -Werte rasch ab.

LITERATUR

1. NAUMANN, A., *VDI-Berichte* Bd. 3, S. 59 (1955)
2. NAUMANN, A., *Jahrb. WGL* S. 129 (1953)
3. KÁRMÁN, Th. v., *Göttinger Nachr. math. phys. Kl.* S. 509 (1911); S. 547 (1912)
4. WILLE, R., *Jahrb. Schiffbautechn. Ges.* Bd. 46, S. 176 (1952)

5. DOMM, U., *Ing. Arch. Bd.* **22** S. 400 (1954)
DOMM, U., *ZAMM Bd.* **36**, S. 367 (1956)
6. ROSENHEAD, L., *Advances in Appl. Mech.* Bd. III S. 185 (1953)
7. LEHNERT, R., *Physik. Z. Bd.* **38**, S. 476 (1937)
8. GOLDSTEIN, S., *Modern Development in Fluid Dynamics* Bd. II Kap. XIII. Oxford Univ. Press (1938)
9. KOVASZNAY, L. S. G. *Proc. Roy. Soc. London (A)* Bd. 198 S. 174 (1949)
10. ROSHKO, A., *NACA Techn. Rep.* 1191 (1954)
11. FRIMBERGER, R. Dissertation München 1954; Auszug in *Z. Flugwiss.* **5**, S. 355 (1957)
12. RYAN, F., *Mitt. Inst. of Aerodyn.* ETH-Zürich Nr. 18 (1951)
13. THOMANN, H., *Flygtekniska Försöksanstalten Ulvsunda Rep.* No. 84 (1959)
14. NAUMANN, A., *Jahrb. der Rhein.-Westf. Techn. Hochschule Aachen* S. 94 (1954)
15. NAUMANN, A., HEYSER, A., TROMMSDORFF, W. AGARD Rep. No. 69 (1956), *DVL-Bericht* Nr. 41, *Jahrb. Wiss. Ges. Luftf.* S. 33 (1957)
16. NAUMANN, A., and PFEIFFER, H., *Forschungsbericht Wirtsch.-und Verk. Min. Nordrhein-Westf.* Nr. 493 (1958)
17. NAUMANN, A., *Jahrb. Wiss. Ges. Luftf.* S. 24 (1957)
18. MATT, H., *Forsch. Ber.* Nr. 1825 der ZWB (1943)
19. COURRÉ-GÉLONGUE, J., *Compt. Rend.* **189**, S. 972 (1929)
20. CRAUSSE, E. und BAUBIAC J., *Compt. Rend.* **192**, S. 1529, 1355 (1931)
21. WALTER, F., *Ber. math. phys. Kl. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig Bd.* **92**, (1940)
22. DRESCHER, H., *Flugwiss. Z. Bd.* **4**, S. 17 (1956)
23. ETKIN, B., KORBACHER, G. K. and KEEFE, R. T., *Inst. Aerophys. Univ. Toronto UTIA-Rep.* 39 (1956)
24. BIRKHOFF, G., *J. appl. phys* **24**, S. 98 (1953)
25. RELF, E. F. und SIMMONS, L.F.G. A.R.C. Rep.a.Mem. 917 (1924)
26. HEYSER, A., AGARD-Rep. No. 165 (1958)
27. ECKERT, E. und WEISE, W., *Jahrb. d. Deutsch. Luftfahrtforschung* (1940); *Forsch. Geb. Ing. Wes.* **13**, S. 246 (1942)
28. ACKERT, J., *Mitt. Inst. Aerodyn.* ETH-Zürich Nr. 21
29. SCHULTZ-GRUNOW, F., *Forsch. Geb. Ing. Wes.* **17**, S. 65 (1951)

NACHTRAG

Ein Nachtrag zu diesem Artikel erreichte den Verlag Knapp vor Drucklegung und erscheint daher am Ende des Buches, Seite 1183.

NACHTRAG

zu Artikel Von A. NAUMANN und H. PFEIFFER (Seite 185)

Eine neue Meßreihe an Zylindern mit 30, 50 und 70 mm Durchmesser konnte im Überdruck-Windkanal bei hohen Reynolds-zahlen durchgeführt werden. Im Bereich $0,46 < M < 0,6$ und $5 \cdot 10^5 < Re < 7,5 \cdot 10^5$ wurden noch tiefere Minima der r -Werte angenommen.

Eine Diskussion wird an anderer Stelle gegeben werden.

Das Minimum des recovery-Factors bei überkritischen Machzahlen stellt im Sinne der Ackeretschen Deutung, da die tiefen Werte einer geordneten Wirbelbewegung zugeordnet sind, eine weitere Bestätigung unserer vorstehenden Darlegungen dar.

8. ZUSAMMENSTELLUNG

Abb. 22 faßt die Ergebnisse nochmals schematisch zusammen. Links sind die Strömungsformen skizziert, rechts ist oben der Verlauf des Widerstandsbeiwertes, unten der des recovery-Factors im rückwärtigen Stau-punkt gezeichnet. Die Buchstaben entsprechen der obigen Zuordnung. Die drei Kurven gehören zu drei verschiedenen Zylinderdurchmessern,

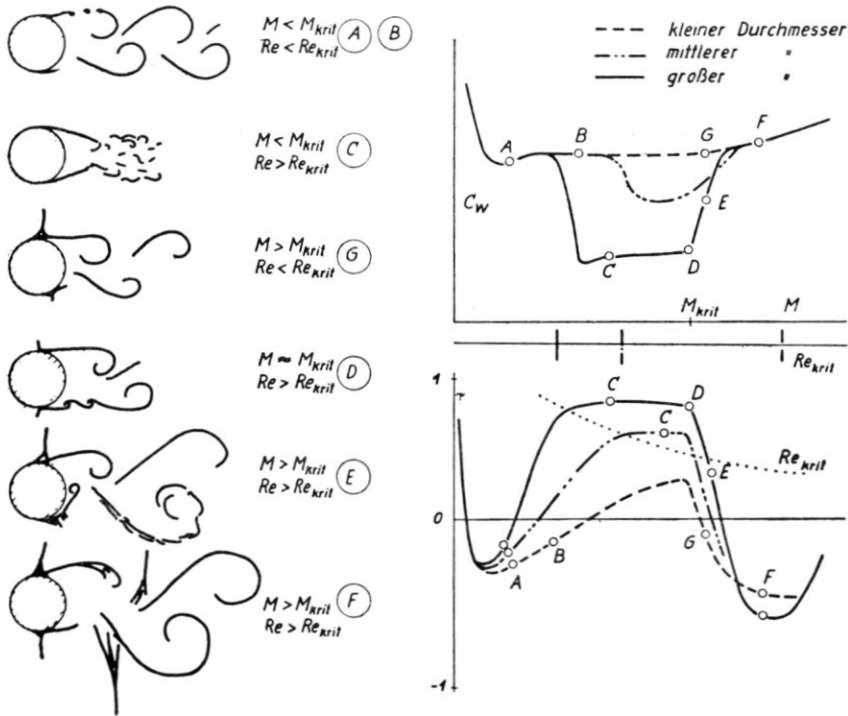


ABB. 22.

die willkürlich gewählt wurden. Wenn die Diskussion hinsichtlich des Temperaturverhaltens in den Details vielleicht noch etwas spekulativ sein mag, so läßt sich etwa folgendes aussagen:

Bei unterkritischer Mach- und unterkritischer Reynoldszahl tritt das bekannte Bild der alternierenden Wirbelablösung auf (A, B); der Widerstandsbeiwert ändert sich nur wenig mit der Reynoldsschen Zahl; die Temperatur im rückwärtigen Staupunkt ist tiefer als die Strahltemperatur. Aus dem der geordneten Wirbelstraße zugeordneten Minimum erfolgt eine rasche Zunahme von r bis zum Erreichen der kritischen Reynoldsschen Zahl. Diese Zunahme dürfte dem zeitlichen Wechsel von Wirbelstraße und ungeordnetem Totwasser entsprechen, wie dies seit langem bekannt ist. Nach Überschreiten der kritischen Reynoldsschen Zahl (C) bleibt r annähernd konstant; der Widerstand ist entsprechend der Verkleinerung des Totwassergebietes gering; das Totwasser ist nicht schwingungsfähig.

Die kritische Machsche Zahl bei kleinen Zylinderdurchmessern aus dem unterkritischen Reynoldsbereich heraus erreicht, d.h. bei laminarer Grenzschichtablösung (G), bei großen Zylinderdurchmessern bei überkritischer Reynoldszahl (D). Im ersteren Fall bleibt der alternierende Charakter des Totwassers erhalten, die lokalen Verdichtungsstöße werden nur einseitig ausgebildet. Im letzteren Fall wird das symmetrische, nichtschwingende Totwasser wieder schwingungsfähig, da nunmehr die lokalen Verdichtungsstöße die Grenzschichtablösung hervorrufen (E). Sowohl bei großen als bei kleinen Zylinderdurchmessern tritt eine erneute Abnahme von r ein, wie es dem alternierenden Totwasserverhalten zugeordnet ist. Der Widerstandsbeiwert nimmt rasch zu (D, E), wenn die kritische Machzahl bei überkritischer Reynoldszahl erreicht wird; er wird nur schwach beeinflusst, wenn sie bei unterkritischer Reynoldszahl angenommen wird weil die Verdichtungsstöße keine grundsätzliche Größenänderung des Totwassers hervorrufen.

Bei Zylindern kleiner Durchmesser wird die örtliche Schallgeschwindigkeit auf laminarer Grenzschicht erreicht; die kritische Reynoldszahl tritt nicht in Erscheinung (etwa untere Kurve im r -Diagramm, obere Kurve im c_w -Diagramm).

Bei hohen überkritischen Machzahlen bleibt das Strömungsbild im wesentlichen unabhängig vom Durchmesser. Die Grenzschicht wird beiderseitig am Fuße der Verdichtungsstöße zur Ablösung gebracht (F). Das Strömungsbild ist sehr verwickelt, da auch aus dem Wirbelfeld heraus Stöße gebildet werden.