

HYDRAULISCHE PROBLEME



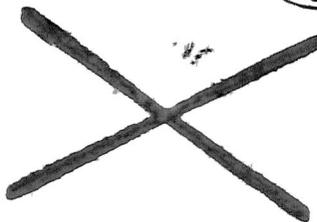
HYDRAULISCHE PROBLEME

EIN WISSENSCHAFTLICHER
ÜBERBLICK

VORTRÄGE AUF DER HYDRAULIKTAGUNG
IN GÖTTINGEN AM 5. UND 6. JUNI 1925

HERAUSGEGEBEN VOM
WISSENSCHAFTLICHEN BEIRAT DES
VEREINES DEUTSCHER INGENIEURE

MIT 165 ABBILDUNGEN



1926

VDI-VERLAG G. M. B. H., BERLIN SW 19



Alle Rechte, auch das der Übersetzung, vorbehalten
Copyright by VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin SW 19

1926

ZUR EINLEITUNG

Bei der ständig wachsenden wirtschaftlichen Bedeutung der Wasserkräfte und der lebhaften Entwicklung, die die Erforschung der wissenschaftlichen Grundlage hydraulischer Maschinen genommen hat, erschien es dem Wissenschaftlichen Beirat des Vereines deutscher Ingenieure geboten, in einer eingehenden Aussprache der Führer auf den einzelnen Gebieten der Hydraulik einen kritischen Überblick über die schwebenden Fragen dieser Wissenschaft zu erhalten.

Der Aufforderung des Wissenschaftlichen Beirates wurde seitens namhafter Fachleute gern entsprochen. Die Vorträge und Aussprachen der in Göttingen in der Pfingstwoche versammelten Forscher förderten wesentlich die wissenschaftliche Behandlung dieser Fragen.

Herr Geheimrat Prof. Ernst Reichel-Charlottenburg hatte die Güte, die Ausführungen für die Zwecke dieses Buches zusammenzustellen, wofür ihm und den übrigen Herren, die durch ihre Beiträge zum Gelingen des Werkes mitgeholfen haben, unser verbindlichster Dank gebührt.

L i p p a r t.
Vorsitzender des
Wissenschaftlichen Beirates.

VORWORT

Das unter Professor Dr. Prandtl's Leitung in Göttingen neu entstandene Hydrodynamische Institut mußte auf die Leiter ähnlicher Institute an den Technischen Hochschulen und bei den industriellen Firmen eine so große Anziehungskraft ausüben, daß der Verein deutscher Ingenieure sich entschließen konnte, eine Hydrauliktagung nach Göttingen einzuberufen und dazu die in den verschiedenen Zweigen der Hydraulik tätigen Fachleute einzuladen.

Seit längerer Zeit schon wird von den Ingenieuren ein hohes Maß von wissenschaftlicher Erkenntnis gefordert. Die Beherrschung dieser Wissenszweige ist den sogenannten reinen Geisteswissenschaften ebenbürtig. Die Kenntnis und scharfe Anwendung der Naturgesetze erfährt zudem eine fortwährende und sehr wohlthätige Kontrolle durch Tatsachen, was in anderen Wissenszweigen kaum in diesem Ausmaß zu finden ist.

Von den Vorträgen und der gegenseitigen Aussprache auf der Hydrauliktagung mußte darum eine lebhaftere Anregung zu weiteren Arbeiten auf diesem Gebiete vorausgesetzt werden. Zudem gibt es gewisse Fragen, deren Lösung sich durch die Zeitläufe als dringend herausstellt. Da wird es natürlich, daß man an den verschiedensten Stellen darangeht, solche Fragen zu bearbeiten. An sich ist dieser Umstand auch nicht zu beklagen, denn das Ergebnis der Untersuchungen an verschiedenen Stellen hängt immer von der leitenden Persönlichkeit und ihren Anschauungen ab. Die Ergebnisse über Versuche an zwei verschiedenen Stellen werden sich also immer voneinander unterscheiden, aber bei der großen Fülle der vorliegenden Aufgaben erscheint es doch zweckmäßig, daß man mit den Kräften haushälterisch umgeht und darum dafür sorgt, daß die gleichen Aufgaben nicht an zu vielen Stellen angefaßt werden. Auch in dieser Hinsicht war eine Aussprache der Leiter der verschiedenen hydrodynamischen Institute von Wert.

Überdies erfordert die Behandlung wissenschaftlicher Fragen in solchen Instituten eine gewisse Übung und Schulung. Die im Ärodynamischen Institut in Göttingen bisher geleisteten Arbeiten sind vorbildlich geworden. Auch das Hydrodynamische

Institut ließ etwas Ähnliches erwarten und darum mußte es für die Leiter längst bekannter, ähnlicher Institute von besonderem Wert sein, die neue Anstalt mit ihren Einrichtungen kennenzulernen und sich über die voraussichtlich zu erzielenden Ergebnisse zu unterhalten.

Der Wissenschaftliche Beirat des Vereines deutscher Ingenieure hatte beabsichtigt, die auf der Hydrauliktagung gehaltenen Vorträge und die sich anschließenden Wechselreden zu veröffentlichen, nicht nur um zu zeigen, in welchem Geiste die Tagung stattgefunden hat, sondern auch, um einen entsprechenden Sammelpunkt zu bilden, von dem zu hoffen ist, daß viele Anregungen und Befruchtungen auf diesem Gebiet von ihm ausgehen werden.

An der Göttinger Hydrauliktagung nahmen von den dortigen Instituten die Herren Professor Dr. Prandtl und Dr. Betz sowie neun weitere Herren teil; von auswärts die Herren Dr. Ing. Bauersfeld-Jena, der als Mitglied des Vorstandes des Vereines deutscher Ingenieure die Tagung leitete, Prof. Dr. Ing. Braun-Stuttgart, Dr. Ing. Eck-Aachen, Prof. Dr. Ing. Föttinger-Charlottenburg, Prof. Dr. Ing. Flügel-Danzig, Dr. Ing. Hahn-Heidenheim, Prof. Dr. von Mises-Berlin, Prof. Dr. Ing. Oesterlen-Hannover, Prof. Dr. Ing. Pfeleiderer-Braunschweig, Geh. Rat Prof. Dr. Ing. Reichel-Charlottenburg, Prof. Dr. Schiller-Leipzig, Prof. Dr. Ing. Spannhake-Karlsruhe, Prof. Dr. Ing. D. Thoma-München, Dipl.-Ing. Vogel-München, Prof. Wagenbach-Darmstadt und Ober-Ing. Eggen von der Geschäftsstelle des Vereines deutscher Ingenieure.

Charlottenburg, Dezember 1925

Ernst Reichel.

INHALTVERZEICHNIS

	Seite
Zur Einleitung	III
Vorwort	V
Prandtl: Bericht über neuere Turbulenzforschung	1
Föttinger: Untersuchungen über Kavitation und Korrosion bei Turbinen, Turbopumpen und Propellern	14
Elementare Kennzeichnung des Kavitations-Vorganges	15
Regeln für Aufsuchung der Stellen verminderten Druckes	18
Physikalische Vorgänge	19
Physikalisch-chemische Sekundärwirkungen	23
Schadliche Wirkungen der Kavitation	25
Theorie der schnellen Korrosionen und Brüche	32
Neuere Versuche über Kavitation	34
Ergebnisse der Versuche	44
Hydrodynamische Untersuchungen	45
Modellgesetze und Ähnlichkeitsregeln bei Kavitation	59
Mittel zur Vermeidung der Kavitation	62
Schlußbemerkung	64
D. Thoma: Die Kavitation bei Wasser-Turbinen	65
Aussprache zu den vorstehenden Vorträgen	75
Flügel zu Prandtl	75
Flügel zu Föttinger	76
Bauersfeld zu Föttinger	79
Schilhansl: Hauptströmung und Ringwirbel	79
Schilhansl zu Thoma	89
Braun zu Thoma	90
Pfleiderer zu Thoma	91
Wagenbach: Einfluß der Saughöhe auf die spez. Schaufelbelastung	92
Eck zu Föttinger	101
Ackeret zu Föttinger	101
Föttinger zu Prandtl über Turbulenz	105
Föttinger: Schlußbemerkungen über Kavitation	107
Oesterlen: Zur Ausbildung von Turbinensaugrohren	111
Aussprache zum Vortrag Oesterlen	122
Pfleiderer	122
Hahn	122
Eck	123
Thoma (erste Bemerkung)	124
Prandtl	124
Schilhansl	125
Betz	126
Thoma (zweite Bemerkung)	127
Föttinger	128
Schlußbemerkung	130

	Seite
Flügel: Über die näherungsweise Erfassung der Strömungsverluste und das Krümmerproblem	133
Ergänzung	155
Aussprache zum Vortrag Flügel	158
Braun	158
Thoma	158
Schlußbemerkung	159
Betz: Über die Vorgänge an den Schaufelenden von Kaplan-Turbinen	161
Aussprache zum Vortrag Betz	174
Braun	174
Prandtl	174
Ackeret	177
Hahn	178
Schlußbemerkung	178
Spannhake: Anwendung der konformen Abbildung auf die Berechnung von Strömungen in Kreiselnrädern	180
Stellung der Aufgabe.	180
Die Randbedingungen für die Strömung	183
Die Momentengleichung des Kreiselnrades	185
Die Abbildung des Schaufelsterns	186
Der radiale Schaufelstern mit beliebiger Schaufelzahl usw.	187
Ermittlung der Drallströmung um den Nullpunkt mit Zirkulation um die Schaufeln	189
Ermittlung der Verdrängungsströmung	190
Übereinanderlagerung der Strömungsanteile	193
Vergleich mit unendlicher Schaufelzahl.	195
Berechnung von Strömungsbildern	198
Schlußbemerkung	199
Zusatz des Herrn Dr. Wellstein	199
Pfleiderer: Die endliche Schaufelzahl und das unmögliche Betriebsgebiet bei Kreiselnradmaschinen	201
Thoma: Anomale Strömung in Meßdüsen	213
Aussprachebemerkung von Reichel	215
Literaturverzeichnis	216

BERICHT ÜBER NEUERE TURBULENZ- FORSCHUNG

VON L. PRANDTL, GÖTTINGEN

Die Forschungen über das Verhalten der turbulenten (wirbeligen) Flüssigkeitsströmungen haben bereits einen recht beträchtlichen Umfang erreicht. Im Rahmen eines kurzen Vortrages kann daher nur eine Auswahl der wichtigsten Ergebnisse behandelt werden; ich wähle diejenigen aus, die die Turbinenfachleute vor allem interessieren dürften.

1. Die Tatsache, daß statt der theoretisch zu erwartenden glatten Strömung, wie sie aus den Bewegungsgesetzen der zähen Flüssigkeit folgen würde, bei hinreichend großer Geschwindigkeit eine unregelmäßig wirbelnde Mischbewegung eintritt, ist in älterer Zeit zunächst für die *Rohrströmung* festgestellt worden¹⁾. Erst sehr viel später hat man erkannt, daß auch bei der Umströmung von Körpern die von der Reibung beeinflusste Schicht in unmittelbarer Nähe der Körperoberfläche (die „Grenzschicht“) sich unter geeigneten Bedingungen turbulent bewegt. Die Turbulenz der Grenzschicht ist von ausschlaggebendem Einfluß auf die Ausbildung der Wirbel hinter den Körpern, mit denen die Entstehung des Widerstandes eng verknüpft ist.

Bei Kugeln z. B. hat man zwei verschiedene Strömungszustände festgestellt, denen zwei sehr stark verschiedene Widerstandsbeiwerte entsprechen; der eine, Abb. 1, entspricht mäßigen Geschwindigkeiten oder Kugeldurchmessern (Reynoldssche Zahl $\frac{vd}{\nu}$ unter 200 000, Widerstandsziffer = 0,48), der andere, Abb. 2, großen Geschwindigkeiten oder Kugeldurchmessern (Reynoldssche Zahl über 400 000, Widerstandsziffer = rd. 0,20). Bei dem ersteren Zustand bewegt sich die Grenzschicht bis zur Ablösungsstelle, die etwas vor dem größten Durchmesser liegt, laminar (schlicht); bei dem zweiten Zustand strömt die Grenzschicht dort wirbelig, was zur Folge hat, daß der Keil von stagnierender Flüssigkeit hinter der Ablösungsstelle von Abb. 1 von

¹⁾ Die wichtigste Arbeit ist die von Osborne Reynolds in Phil. Trans. Roy. Society, T. 174 (1883). S. 935 = Scientific Papers, Bd. I, S. 51.

den Wirbeln weggespült wird, wodurch die Strömung sich wieder an die Kugeloberfläche anlegt und erst wesentlich weiter hinten

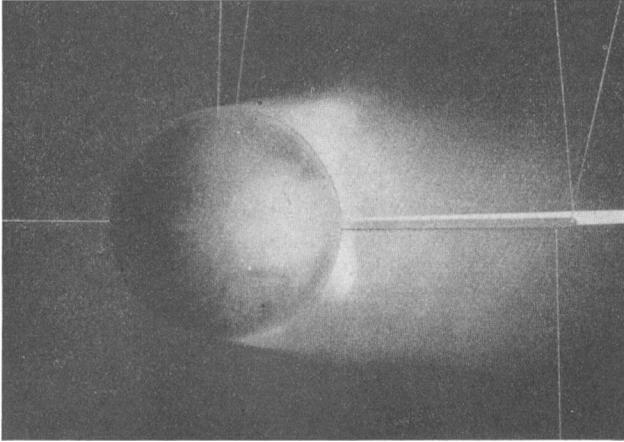


Abb. 1

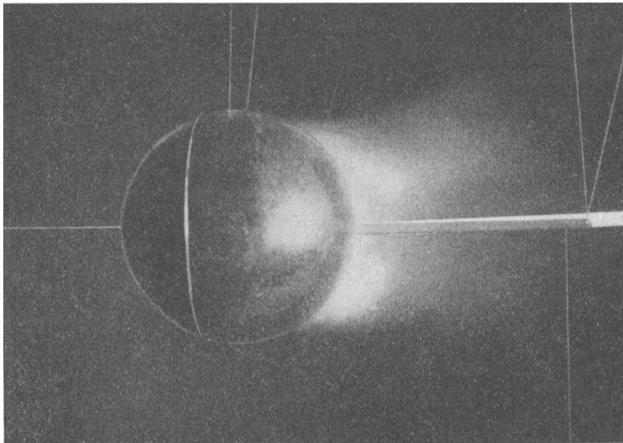


Abb. 2

von dieser ablöst; dem kleineren Wirbelgebilde entspricht dann auch ein kleinerer Widerstand. Als Beweis für diese Erklärung des Sprungs im Widerstandsbeiwert sei angeführt, daß man

den „überkritischen“ Widerstand und die zugehörige Strömungsform auch bei kleineren Reynoldsschen Zahlen schon erzielt, wenn man auf die Kugel etwas vor dem größten Durchmesser einen dünnen Drahtreif auflegt, der dann für die erforderlichen Wirbel sorgt¹⁾. In Abb. 2 ist ein solcher Drahtreif zu erkennen. Der Verlauf der Widerstandsziffer ohne Drahtreif, abhängig von der Reynoldsschen Zahl, ist in Abb. 3 nach Göttinger Messungen dargestellt²⁾.

Die oben besprochene Erscheinung ist von großer technischer Bedeutung: die Strömungen mit besonders kleinem Widerstand in der Bewegungsrichtung, z. B. bei Luftschiffkörpern, und die mit großem Auftrieb und kleinem Widerstand bei Flugzeugtragflächen usw. sind sämtlich an das turbulente Verhalten der Grenzschicht geknüpft; bei laminarem Verhalten würden sich wesentlich größere Wirbel ablösen, was Vergrößerung des Widerstandes und Verkleinerung des Auftriebes zur Folge hätte. Der Widerstand von Luftschiffkörpern und Flugzeugtragflächen³⁾ besteht übrigens im günstigen Fall praktisch nur aus Reibungswiderstand, wie er bei ebenen Platten gemessen wird.

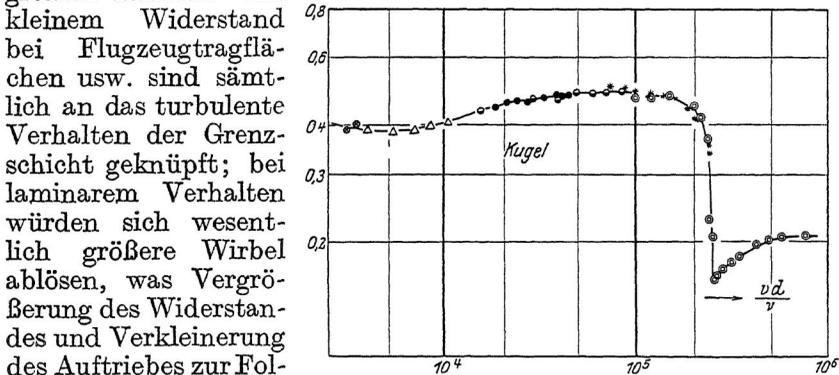


Abb. 3

besteht übrigens im günstigen Fall praktisch nur aus Reibungswiderstand, wie er bei ebenen Platten gemessen wird.

Die Bedingungen für das Abreißen der Strömung bei zu großen Anstellwinkeln werden sich nur auf dem Boden einer — erst noch zu schaffenden — Theorie der turbulenten Strömung richtig verstehen lassen (vgl. Nr. 4).

2. Für die Mittelwerte der Geschwindigkeiten in der turbulenten Strömung ließ sich aus Überlegungen, die an das Blasius'sche Widerstandsgesetz für die Strömung in glatten Rohren anknüpften, die Beziehung herleiten, daß die Geschwindigkeit an der Wand proportional der 7. Wurzel aus dem Wand-

¹⁾ Vgl. Prandtl, Über den Widerstand von Kugeln. Gött. Nachr. 1914, S. 177.

²⁾ Vgl. etwa „Ergebnisse der Aerodyn. Versuchsanstalt“, II. Lieferung, 1923, S. 29.

³⁾ Bei diesen nach Abzug des induzierten Widerstandes.

abstand zu Null geht¹⁾). Die Versuche haben diese Beziehung sehr befriedigend bestätigt. Abb. 4 zeigt eine Geschwindigkeitsverteilung solcher Art, Abb. 5 die 7. Potenz der Geschwindigkeit. Man sieht, daß sich die Punkte mit Ausnahme der Mitte sehr gut auf zwei Geraden anordnen. Die Beziehung ist indes nicht völlig genau; einerseits gibt es in unmittelbarer Nähe der Wand eine, wenn auch sehr dünne Schicht, in der sie ihre Gültigkeit verliert, denn für $y = 0$ wäre $\frac{du}{dy}$ nach der Formel unendlich, während als Höchstwert dieses Differentialquotienten derjenige Wert zu erwarten ist, der von der in der Flüssigkeit vorhandenen Schubspannung bei laminarer Bewegung erzeugt wird. Der

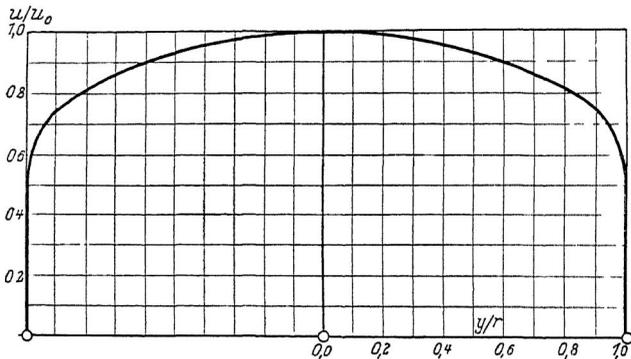


Abb. 4

durch diese Überlegung geforderte lineare Anstieg der Geschwindigkeit mit dem Wandabstand ist wirklich beobachtet worden; das Gebiet, in dem diese Abweichung auftritt, ist allerdings, besonders bei höheren Reynoldsschen Zahlen, so schmal, daß es nur durch sehr verfeinerte Meßmethoden nachgewiesen werden kann. In Abb. 5 ist eine Andeutung davon darin zu erkennen, daß die beiden Geraden die Abszissenachse etwas innerhalb des Randes schneiden.

Eine Abweichung anderer Art hat sich neuerdings herausgestellt. Es zeigt sich, daß das Blasius'sche Gesetz, nach dem die Widerstandsziffer für glatte gerade Röhre der umgekehrten

¹⁾ Vgl. K á r m á n, Über laminare und turbulente Reibung. Z. f. angew. Math. u. Mech., 1921, S. 233. Der Grundgedanke ist kurz gesagt der, daß angenommen wird, daß die Schubspannung in der Flüssigkeit nahe der Wand nur von dem Verhalten der Strömung in der Nähe der Wand, nicht aber von anderen Größen, wie z. B. der Entfernung der gegenüberliegenden Wand abhängt.

4. Wurzel der Reynoldsschen Zahl proportional sein sollte, bei sehr hohen R.schen Zahlen ungenau wird. Die Abnahme der Widerstandsziffer wird dort langsamer¹⁾. Ich habe in einem Vortrag auf der diesjährigen Ostertagung der Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik in Dresden²⁾ zeigen können, daß meine früheren Überlegungen, die zu der 7. Wurzel-Regel führten, sich auch auf ein allgemeineres Widerstandsgesetz erweitern lassen; der Verlangsamung in der Abnahme der Widerstandsziffer entspricht ein Übergang von der 7. Wurzel auf die 8. und 9. Wurzel usw. Göttinger Beobachtungen bei R.schen Zahlen von etwa 200 000 haben deutlich die 8. Wurzel statt der 7. ergeben.

Für den Praktiker haben diese Beziehungen vor allem die Bedeutung, daß sie, wenn Geschwindigkeitsmessungen in irgendeinem Kanalquerschnitt vorliegen, die ja gewöhnlich nicht bis ganz an die Wand herangehen, eine recht sichere Extrapolation der Geschwindigkeit bis an die Wand heran auszuführen erlauben. Größer aber dürfte der Gewinn sein, der durch die gewonnenen Einsichten für die genauere theoretische Verfolgung der turbulenten Strömungen erzielt wird.

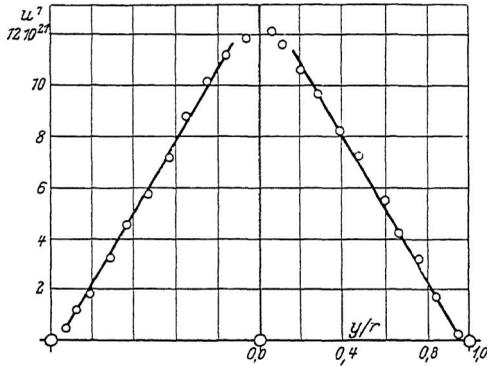


Abb. 5

3. Die Aussagen über die Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe lassen Anordnungen des Impulssatzes zu, durch die man von der Rohrströmung auf die längs einer Platte schließen kann. Es wird dabei der Rohrdurchmesser in Parallele gesetzt zur Dicke der Reibungsschicht längs der Platte. Die Menge der durch den Reibungswiderstand zurückgehaltenen Flüssigkeit wächst in der Strömungsrichtung immer mehr an, und es ist deshalb in den stromabwärts gelegenen Abschnitten die Reibungskraft geringer als stromaufwärts. Im ganzen ergibt sich für die glatte Platte eine Widerstandsziffer proportional $\left(\frac{v_l}{\nu}\right)^{-\frac{1}{3}}$, wenn man von der Blasius'schen Widerstandsziffer im Rohr (pro-

¹⁾ Vgl. etwa Jakob und Erk, Forschungsarbeiten des V. d. I., Heft 267, 1924, und VDI-Zeitschr., Bd. 68, Nr. 22.

²⁾ Abgedruckt in Z. f. angew. Math. u. Mech., 5, 1925, S. 136.

portional $\left(\frac{\nu d}{\nu}\right)^{-\frac{1}{2}}$ ausgeht. Die Dicke δ der Reibungsschicht wird proportional $l^{\frac{4}{5}} \left(\frac{\nu}{\nu}\right)^{\frac{1}{5}}$ (ν = kinemat. Zähigkeit, l Plattenlänge, d Rohrdurchmesser).

Diese Beziehung, die von v. Kármán¹⁾ und mir unabhängig abgeleitet worden ist, läßt sich einschließlich des Zahlenbeiwerts vollständig aus den Rohrversuchen gewinnen. Die Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen ist dabei sehr erfreulich. Zur richtigen Deutung der Versuchsergebnisse muß noch gesagt werden, daß bei einer sehr gut zugeschärften Platte, die durch ruhendes Wasser bewegt wird, in

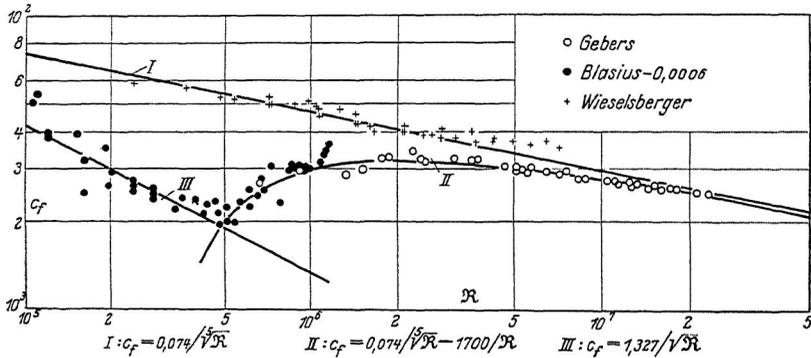


Abb. 6

einem ersten Abschnitt laminare Strömung eintritt, und erst nach einer kritischen Anlaufänge die Turbulenz einsetzt. Dadurch ist der gesamte Reibungswiderstand gegenüber dem Fall, wo von Anfang an Turbulenz herrschte, herabgemindert. Die in Abb. 6 dargestellten Plattenversuche umfassen drei Reihen, eine von Wieselsberger, nämlich in Luft angeblasene Platten mit kurzer Abrundung der Vorderkante, hinter der die Turbulenz sofort ansetzt, ferner Schleppversuche in Wasser von Gebers mit großen und von Blasius mit kleinen, vorn gut zugeschärften Platten, wobei die Strömung sich zunächst laminar gestaltet und nur bei den größeren Platten weiter hinten turbulent wird. Die drei eingezeichneten Kurven, die das Widerstandsgesetz für turbulente, für laminare und für laminar-turbulente gemischte Bewegung darstellen, sind in sehr gutem Einklang

¹⁾ a. a. O., S. 242 uf.

mit den Messungen, obwohl sie außer der kritischen Reynoldsschen Zahl für die Anlaufänge (etwa $Re = \frac{v l}{\nu} = 500\,000$) keinen empirischen Zahlwert enthalten, der aus den Plattenversuchen entnommen wäre.

Auf die sehr sorgfältigen Ermittlungen der Geschwindigkeitsverteilung an einer solchen Platte von J. M. Burgers¹⁾ und van der Hegge Zijnen²⁾ sei hingewiesen.

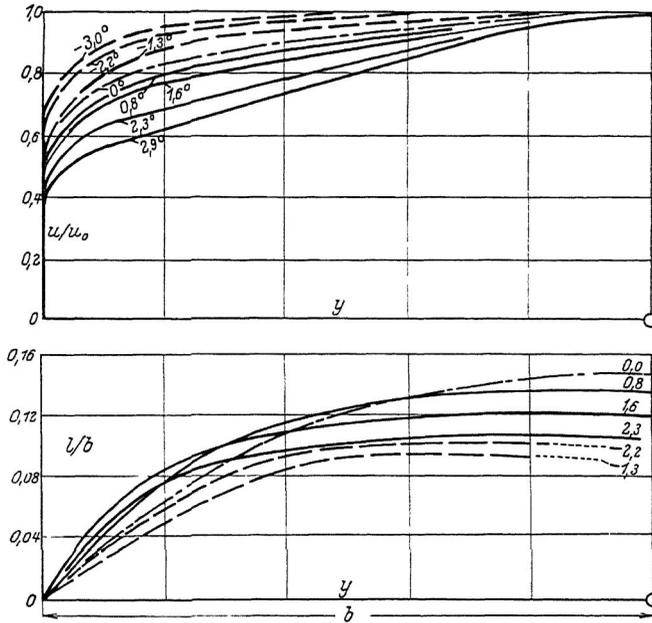


Abb. 7

4. Um die Verhältnisse der Reibungsschichten bei der Flügelströmung näher aufzuklären, wo teils beschleunigte, teils verzögerte Strömung herrscht, habe ich hier Versuche mit schwach erweiterten und schwach verengten rechteckigen Kanälen machen lassen, bei denen die Strömung also auf der ganzen Länge des Kanals beschleunigt oder verzögert ist. Zunächst zeigte sich, was von vornherein nicht selbstverständlich war, daß das Gesetz der 7. bzw. 8. Wurzel auch hier für die

¹⁾ Proceedings of the I. internat. congress for applied mechanics, Delft 1924, S. 113.

²⁾ Thesis Delft, 1924.

wandnahen Schichten zutraf. Das Geschwindigkeitsprofil wird im übrigen aber von dem Winkel α , unter dem die Seitenwände des Kanals gegeneinander geneigt sind, stark beeinflußt, vgl. die Abb. 7, obere Figur. — Durch sorgfältige Druckmessungen und Anwendung der Strömungsgleichungen war es weiterhin möglich, die aus den Mischungsbewegungen sich ergebende Schubspannung in der Flüssigkeit zu ermitteln. Das bisherige Versuchsmaterial über diesen Gegenstand ist in der Dissertation meines Mitarbeiters Dr. D ö n c h enthalten und wird in einem Forschungsheft des V. d. I. veröffentlicht werden¹⁾. Im übrigen bedürfen die bisherigen Versuche noch der Ergänzung durch Fälle stärkerer Erweiterung bis zur völligen Ablösung des Strahls von der Wand. Diese Arbeiten werden sich, wie ich denke, demnächst in dem neuen Laboratorium dieses Hauses in Angriff nehmen lassen, und es besteht die Hoffnung, daß aus den Ergebnissen Aufschlüsse über die bisher noch recht unbekanntenen Bedingungen für das „Abreißen der Strömung“ an einem zu steil angestellten Flügel oder hinter einem nicht genügend schlanken Hinterende eines Körpers gewonnen werden können.

5. Die bisherigen Untersuchungen knüpften nur an die mittlere Strömung der turbulenten Bewegungen an. Wenn man aber in den Mechanismus der Turbulenz tiefer eindringen will, so muß man neben dem zeitlichen Mittelwert auch gerade die Abweichungen vom Mittelwert studieren. Man zerlegt die augenblickliche Geschwindigkeitskomponente u in der X-Richtung in zwei Summanden, den zeitlichen Mittelwert \bar{u} und die Abweichung von diesen, u' , also:

$$u = \bar{u} + u';$$

ebenso ist für die Y-Richtung

$$v = \bar{v} + v'.$$

Bei der geradlinigen Rohrströmung ist, wenn die Rohrachse zur X-Achse genommen wird, $\bar{v} = 0$, v' aber nicht, abgesehen von der unmittelbaren Nähe der Wand, wo eine Bewegung senkrecht zur Wand nicht möglich ist. Diese Geschwindigkeitsschwankungen, bzw. die mit ihnen zusammenhängenden Mischungsbewegungen sind nun die Ursache der auffällig großen „Reibungskräfte“ der turbulenten Bewegung. Genau genommen ist es keine „Reibung“, sondern ein Austausch von Impuls zwischen benachbarten Strömen verschieden großer Geschwindigkeit (wobei anzumerken wäre, daß auch die durch die Zähigkeit bewirkte „echte Reibung“ der Flüssigkeit ihr Entstehen dem Impulsaustausch durch die Molekularbewegung verdankt).

¹⁾ Forschungsarbeiten des V. d. I., Heft 282.

Nach einer Betrachtung von O. Reynolds¹⁾, die der deutsche Leser am bequemsten in der Darstellung von H. A. Lorentz²⁾ nachlesen kann, ist nun die Schubspannung, die aus dem Impulsaustausch folgt, gleich dem Mittelwert des Produktes $\rho u'v'$, der sehr wohl von Null verschieden sein kann, obwohl der Mittelwert von u' und der von v' definitionsgemäß Null ist, denn es können ja z. B. überwiegend positive u' mit positiven v' und negative u' mit negativen v' zusammentreffen, so daß das Produkt überwiegend positiv wird. Wir schreiben, den Mittelwert durch einen Strich über der Größe andeutend,

$$\tau = \rho \cdot \overline{u'v'}.$$

Um hier weiterzukommen, muß man eine für die Bewegung kennzeichnende Länge einführen, die man als „Mischungsweg“ kennzeichnen kann, und die der „mittleren freien Weglänge“ in der kinetischen Gastheorie verwandt ist. Dieser Mischungsweg ist bei sehr kleiner Zähigkeit der Flüssigkeit im wesentlichen dem Durchmesser der Flüssigkeitsballen proportional, die jeweils eine einheitliche von der mittleren abweichende Bewegung haben. Unter der Annahme, daß ein solcher Flüssigkeitsballen ursprünglich die Geschwindigkeit \bar{u} derjenigen Gegend besitzt, aus der er stammt, und daß er sich nun um den Mischungsweg l quer zur Strömung verschiebt, wird sich seine Geschwindigkeit von der dem neuen Ort entsprechenden mittleren Geschwindigkeit unterscheiden, und zwar in erster Näherung um $l \frac{d\bar{u}}{dy}$; wir

setzen deshalb die durchschnittliche Schwankung $u' = l \frac{d\bar{u}}{dy}$.

Was nun die Schwankung in der Richtung quer zur Strömung, v' betrifft, so ist darauf hinzuweisen, daß die Querbewegungen in der Weise entstanden gedacht werden können, daß zwei Flüssigkeitsballen mit verschiedenem u' , die sich voneinander befinden, beim Zusammenprallen Quergeschwindigkeiten von derselben Größe erzeugen werden, als ihr Geschwindigkeitsunterschied in der Längsrichtung betrug. Wir nehmen daher v' ebenfalls proportional mit $l \frac{d\bar{u}}{dy}$ an³⁾. Wenn wir diesen Proportio-

¹⁾ O. Reynolds, Phil. Trans. Roy. Soc., T. 186 A, S. 123 = Scientif. Papers, Bd. I, S. 535.

²⁾ H. A. Lorentz, Abhandl. über theoretische Physik, Bd. I, Leipzig 1907, S. 43.

³⁾ In der Gastheorie würde der für den Produktionsmittelwert $\overline{u'v'}$ wirksame Teil von u' ebenfalls $= l \frac{d\bar{u}}{dy}$ zu setzen sein, für v' würde aber die

nalitätsfaktor und auch den, der bei der Bildung des Produktmittels hinzutreten würde, unterdrücken, indem wir ihn auf das ohnehin noch unbekannte l werfen, so erhalten wir für die „Turbulenzreibung“ im Innern der Flüssigkeit den Ausdruck:

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2$$

Über eine Verfeinerung dieses Ausdrucks für den Fall, daß irgendwo $\frac{d\bar{u}}{dy} = 0$ wird, habe ich in dem erwähnten Dresdener Vortrag (Zeitschr. f. ang. Math. u. Mech. 1925, S. 138) berichtet.

Die Ermittlung von l aus den Versuchsergebnissen liefert eine besonders einfache Angabe über den Turbulenzzustand, die in Verbindung mit der Gleichung für τ alles Wesentliche über die scheinbaren Reibungskräfte im Innern der turbulenten Flüssigkeit liefert. Die untere Kurvenschar in Abb. 7 zeigt die aus den D ö n c h s c h e n Messungen abgeleiteten Werte von $\frac{l}{b}$, abhängig

von $\frac{y}{b}$ (wo b die halbe Kanalbreite ist)¹⁾. Der angegebene

Ansatz für τ hat sich übrigens auch insofern bereits in mehreren Fällen gut bewährt, als die theoretische Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung auf Grund sehr einfacher Annahmen über l recht gute Übereinstimmung mit den Messungen ergeben hat. So wurde die Vermischung eines Luftstroms von konstanter Geschwindigkeit, wie er z. B. aus der Düse eines Windkanals der hiesigen Bauart austritt, mit der umgebenden ruhenden Luft, wobei diese zum Teil mitgerissen wird, unter der einfachen Annahme berechnet, daß l proportional der Entfernung vom Düsenrand sei, in ein und derselben Entfernung aber für alle Stellen denselben Wert habe; der Streifen, in dem die Vermischung sich abspielt, ergibt sich dabei als genau keilförmig, d. h. seine Breite ist proportional der Entfernung vom Düsenrand, was wirklich beobachtet wird. Die Verteilung des Staudrucks in der Vermischungszone lag bereits beobachtet vor²⁾. Für die von

mittlere Molekulargeschwindigkeit einzusetzen sein, so daß die Gasreibung der ersten Potenz von $\frac{d\bar{u}}{dy}$ proportional ist, während wir hier in gutem Ein-

klang mit den hydraulischen Widerständen das Quadrat von $\frac{d\bar{u}}{dy}$ erhalten.

¹⁾ Die Genauigkeit dieser Kurven ist allerdings nicht sehr groß, da zu ihrer Ableitung die graphische Differentiation einer aus den Beobachtungen genommenen Kurve erforderlich war.

²⁾ Ergebnisse der Aerodyn. Versuchsanstalt. II. Lief. (1923), S. 73.

Dr. Tollmien, hier, berechnete Staudruckverteilung war nur die Breite, die von der Größe von l abhängt, noch frei wählbar, ferner war aus Versuchsgründen noch eine Parallelverschiebung der Kurven zulässig. Die Abb. 8 zeigt, daß die berechnete Kurve, die gestrichelt wiedergegeben ist, sehr gut mit der mit einem selbst aufzeichnenden Gerät gewonnenen Versuchskurve übereinstimmt. Auch der Fall eines aus einem engen Loch mit großer Geschwindigkeit austretenden Strahls, der sich in ruhender Luft ausbreitet, wurde berechnet und mit Beobachtungen verglichen; Abb. 9 zeigt das Ergebnis. Die auf der einen Seite bemerkbare Abweichung ist auf eine unsymmetrische Störung beim Versuch zurückzuführen. In der anderen Hälfte ist wieder

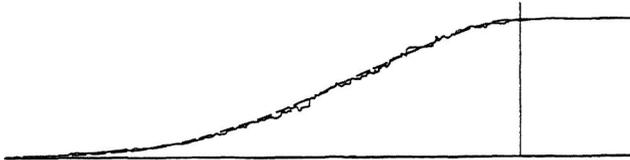


Abb. 8

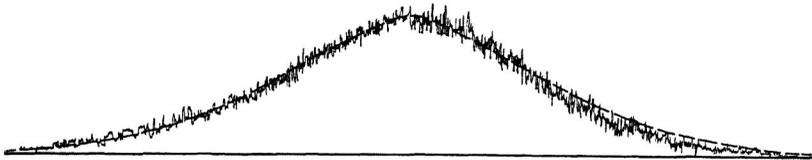


Abb. 9

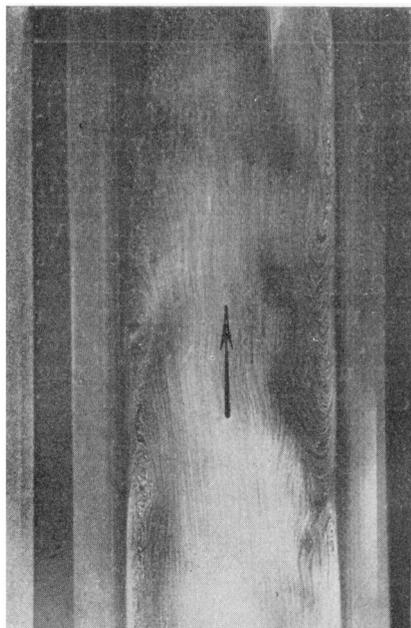
die Übereinstimmung recht gut. Über diese Dinge ist ein zusammenfassender Bericht von Dr. Tollmien in der Z. f. ang. Math. u. Mech. geplant.

Durch weitere Forschungen über den Mischungsweg l , besonders auch in dem Fall des Abreißen der Strömung, und durch Ausbildung der entsprechenden Rechenmethoden hoffen wir so weit zu kommen, daß auch diese Vorgänge der Berechnung zugänglich werden.

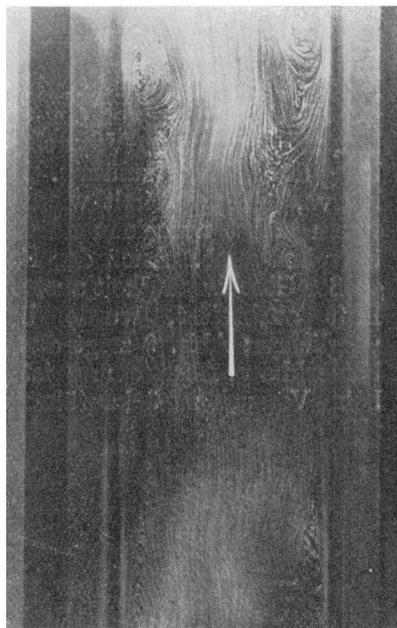
6. Zum Schluß möchte ich noch einige Bilder von turbulenten Strömungen zeigen, die ich einer anderen, z. Z. beim VDI zur Veröffentlichung in den Forschungsheften befindlichen Arbeit entnehme¹⁾, und die zeigen, wie hoffnungslos verwickelt die

¹⁾ J. Nikuradse, Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen. (Göttinger Dissertation.) Forschungsarbeiten des V. d. I., Heft 281.

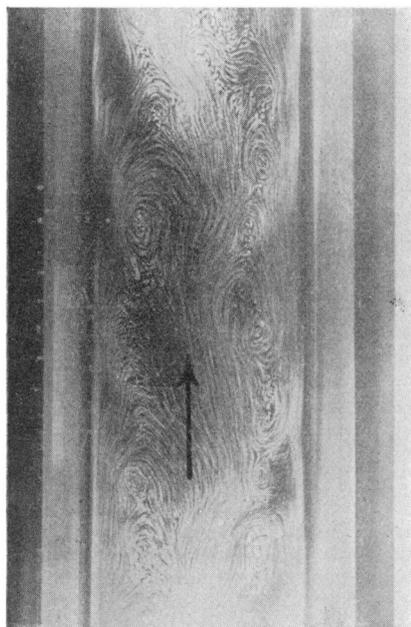
Abb. 10—13. Strömungsaufnahmen von Nikuradse



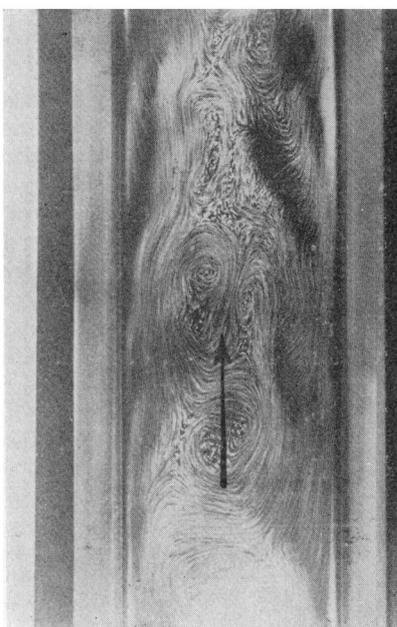
Wagengeschwindigkeit 6 cm/s



Wagengeschwindigkeit 7 cm/s



Wagengeschwindigkeit 8 cm/s

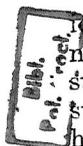


Wagengeschwindigkeit 9 cm/s

turbulenten Strömungen in Wirklichkeit sind, und wie wenig Aussicht auf eine genaue Analyse der Einzelvorgänge besteht. Die Bilder stellen im wesentlichen immer dieselbe Strömung dar, nur von verschiedenen Bezugssystemen aus betrachtet. Die Aufnahmen sind nämlich mit einer Kammer gemacht, die auf einem Wagen mit der Strömung mitfuhr. Die Wagengeschwindigkeit wurde dabei von Aufnahme zu Aufnahme geändert, und so ergibt sich jedesmal ein anderes Bild. Nur die Wirbel in der Schicht, deren Geschwindigkeit mit der Wagengeschwindigkeit ungefähr übereinstimmt, zeigen geschlossene Stromlinien, die der anderen Schichten sind nur durch wellenförmige Ausweichungen der Stromlinien kenntlich. Die Aufnahmen sind zu einer Statistik der Geschwindigkeiten verwendet worden. Es läßt sich leicht der Teil der Strömung abgrenzen, in dem die Strömungsgeschwindigkeit kleiner bzw. größer ist, als die Wagengeschwindigkeit. Nimmt man viele solche Aufnahmen zusammen, so läßt sich daraus die Häufigkeit der verschiedenen Geschwindigkeiten an den einzelnen Stellen des Gerinnes ermitteln.

Einen unmittelbar praktischen Gewinn dieser Statistik kann ich im Augenblick allerdings nicht angeben; da aber eine rationelle Theorie der turbulenten Strömungen¹⁾ wohl nur auf statistischer Grundlage erhofft werden darf, können solche Untersuchungen dazu dienen, die Vorstellungen, die man sich zu machen haben wird, ein wenig zu klären. Damit möchte ich den Überblick, der die vorgesehene Zeit schon etwas überschritten hat, abschließen.

¹⁾ Als Ergebnis einer solchen Theorie wäre z. B. die Vorausberechnung der Widerstandsziffer für die Strömung im glatten oder rauhen Rohr ohne Benutzung irgendwelcher Erfahrungsgrundlagen außer den Bewegungsgleichungen der Flüssigkeit anzusehen, ebenso auch die Vorausberechnung der Geschwindigkeitsverteilung im Rohr u. a. m. Davon ist man heute noch recht weit entfernt.



UNTERSUCHUNGEN ÜBER KAVITATION UND KORROSION BEI TURBINEN, TURBOPUMPEN UND PROPELLERN ¹⁾

VON H. FÖTTINGER, BERLIN-CHARLOTTENBURG

Der Name „cavitation“ taucht zuerst 1894 in England gelegentlich der Probefahrten des Kolbenmaschinen-Torpedojägers „Daring“ auf. Man beobachtete jenseits gewisser Geschwindigkeiten ein ungewöhnlich schnelles Steigen des Schraubenslips (prozentualer Abfall der Schiffsgeschwindigkeit gegenüber einer ideellen, aus Drehzahl und Druckflächensteigung gerechneten Fortschrittsgeschwindigkeit) und vernichtend schlechte Wirkungsgrade. S. W. Barnaby führte die Erscheinung darauf zurück, daß das Wasser dem Rücken der Schraube bei der hohen Flächenbelastung und Geschwindigkeit nicht zu folgen vermochte und Hohlrumbildungen („cavitation“) entstanden.

In stärkstem Maße trat die Erscheinung später beim direkten Dampfturbinenantrieb der Propeller auf, wo die Umfangsgeschwindigkeiten bis gegen 85 m/sek, die resultierenden Fortschrittsgeschwindigkeiten gegen 100 m/sek gesteigert wurden. Außer Wirkungsgradverlusten von 10—25 v. H. zeigten sich vielfach an den Flügeln stärkste Korrosionen von wesentlich anderem Aussehen als bei rein chemischer oder galvanischer Einwirkung lufthaltigen Seewassers.

Ende der 90er Jahre wurden an den Turbinen des Kraftwerks Joice (Bosnien) verblüffend ähnliche Zerstörungen²⁾ festgestellt, welche nach wenigen Wochen Betriebszeit zur Auswechslung der Laufräder zwangen. Es handelte sich um die seit-

¹⁾ Der Hauptinhalt wurde auszugsweise vorgetragen auf der Hauptversammlung des V. d. I. in Hannover am 2. Juni 1924, auf der Jubiläumstagung der Schiffbautechnischen Gesellschaft am 20. November 1924 und auf der Hydrauliktagung in Göttingen am 5. Juni 1925. Den meisten Teilnehmern dieser Tagung konnte ein Sonderdruck aus dem Jahrbuch der Schiffbautechn. Ges. 1924 „Über Fortschritte der Strömungslehre im Maschinenbau und Schiffbau“ für die Diskussion zur Verfügung gestellt werden.

²⁾ Vgl. den Aufsatz von Wag en b a c h, Ztschr. f. Turbinenwesen, 1907, S. 277.

dem gefürchteten Laufradformen mit „Hakenschaufeln“, also sehr schroffer Umlenkung. Heute sind die Begriffe „Kavitation“ und „Korrosion“ in aller Munde, seit man bei vereinzelt Turbinen besonders hoher Schnellläufigkeit, z. B. des „K a p l a n“-Typs (Propellertyps) erhebliche Wirkungsgradeinbußen gegenüber dem Modellversuch und ähnliche Korrosionen erlebt hat.

Genau die gleichen Erfahrungen wurden neuerdings in steigendem Maße bei schnellaufenden großen T u r b o p u m p e n gemacht, insbesondere seit Einführung des unmittelbaren Dampfturbinenantriebs, für Kühlwasser-, Kesselspeise-, Wasserwerks- und Speicherzwecke. Z. B. hatte Verfasser sich mit Anlagen größten Stils zu beschäftigen, wobei eine erhebliche Anzahl größter Turbinenpumpen aus diesen Gründen den ernstesten Schwierigkeiten ausgesetzt war.

Im Grunde handelt es sich um Sonderfälle einer sehr allgemeinen Erscheinung, die z. B. auch beim „Schlagen“ der Kolbenpumpen und der Kühlwasserposaunen von Diesel- und Gasmaschinenkolben, beim „Schlagen“ der Dampfheizungen und Kesselausblaseleitungen, bei jedem Anwärmen von geschlossenen Flüssigkeitsmassen durch Dampfbeimischung, beim „Wehelt-Unterbrecher“ für Induktorien und in größtem Maßstabe bei teilweise geöffneten Leerlaufschiebern für Talsperren u. dgl. vorliegt. Es lohnt sich daher, den gemeinsamen physikalischen Ursachen nachzugehen, deren eigentlicher Ursprung in all den genannten Fällen auf abwechselnde Hohlraumbildungen und -Rückbildungen, auf „K a v i t a t i o n“ zurückgeht.

ELEMENTARE KENNZEICHNUNG DES KAVITATIONS-VORGANGES

Die Hohlraumbildungen treten bekanntlich stets dann ein, wenn der auf irgendeinem Flüssigkeitsteilchen lastende (von Nachbarsteilchen oder Wänden her übertragene) absolute Druck p bis nahe an oder unter den absoluten Dampfdruck p_a der Flüssigkeit erniedrigt wird, also wenn:

$$p \leq p_a \quad (1)$$

oder der „Haltdruck“ $(p - p_a) \leq 0$. p_a hängt lediglich von der Art der Flüssigkeit und ihrer Temperatur ab. Die nötige Druckerniedrigung ist daher am geringsten bei heißen, dem Siedepunkt nahen Flüssigkeiten, die häufig schon bei mäßigem Rühren im Zentrum der Wirbel Dampfblasen entstehen lassen und am meisten zum „Schlagen“ neigen.

Bei kalten, höhersiedenden Flüssigkeiten genügt es häufig, $p_d \sim 0$ zu setzen; für Wasser gilt

$t =$	0°	10°	20°	30°C
$p_d =$	0.0063	0.0124	0.0237	0.0429 kg/qcm

Die so ermittelte Grenzggeschwindigkeit entspräche dann dem Ausfluß ins absolute Vakuum ($p \sim 0$).

Kurz bevor die eigentliche Dampfbildung einsetzt, scheidet die Flüssigkeit einen Teil der in ihr gelösten Gase (Luft, O, CO₂, NH₃ usw.) aus, deren Volumen jedoch meistens gegenüber dem praktisch unbegrenzten Dampfvolumen gering ist. Der Unterschied zwischen dem der Gasabscheidung und dem der Dampfbildung entsprechenden Druck p_d braucht daher nur in den Sonderfällen besonders gasreicher Flüssigkeiten beachtet zu werden (Wässer in Bergwerken und chemischen Fabriken, Kohlen-säurewässer usw.).

Solche Druckerniedrigungen können in sehr verschiedener Weise erzeugt werden, z. B. bei ruhenden Flüssigkeiten durch Entlastung oder Beseitigung auf ihnen ruhender Kolben, Gefäßverschlüsse usw. Die Gas- und Dampfblasen entstehen stets an der Stelle kleinsten Druckes, hier also nahe der Oberfläche, im Falle kreisender oder wirbelnder Flüssigkeit dagegen im Zentrum der Bewegung.

Nach letzterem Prinzip hat Verfasser seit 1903 die Spitzen- und Nabenwirbel von Schiffspropellern in Fahrt studiert: Die schlauchartigen Hohlrumbildungen verraten die Lagen der Wirbelzentren.

Der wichtigste Fall der Druckerniedrigung liegt jedoch vor bei der stationären Strömung der Flüssigkeiten, sei es durch irgendwelche umschließenden Rohr- oder Kanal-führungen hindurch, sei es um irgendwelche eingeschlossenen Körper herum.

Die Flüssigkeitsteilchen werden dabei von ihrer gesamten Umgebung aus Zonen höheren Druckes in Zonen niederen Druckes gefahren und entsprechend beschleunigt oder umgekehrt.

Im Falle mäßiger Energieverluste, also namentlich im Fall der Beschleunigung erfolgen die Energieumsetzungen angenähert nach der Bernoullischen Druckhöhengleichung¹⁾:

$$\frac{c^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + h = \text{const} = H_0. \quad (2)$$

¹⁾ Vgl. z. B. Föppl, Techn. Mechanik, Bd. IV (Dynamik) und die Lehrbücher der Hydraulik (Prasil, Pöschl, Forchheimer usw.).

wobei
$$H_0 = \frac{c^2}{2g} - \frac{p_0}{\gamma} + h_0 \quad (2a)$$

aus den leicht zugänglichen Anfangs- oder Endwerten einer Nullbezugsstelle, etwa des Unterwasserspiegels, zu rechnen wäre, und $\frac{c^2}{2g}$ die Geschwindigkeitshöhe, $\frac{p}{\gamma}$ die absolute Pressungshöhe (gemessen als Flüssigkeitssäule vom spezifischen Gewicht γ) und h die geodätische Höhe des betrachteten Flüssigkeitsteilchens über dem Nullspiegel bedeutet. Für die untersuchte Druckhöhe folgt

$$\frac{p}{\gamma} = H_0 - h - \frac{c^2}{2g} = \frac{p_0}{\gamma} - (h - h_0) - \frac{c^2 - c_0^2}{2g}. \quad (3)$$

In die Größe H_0 geht selbstverständlich der äußere, auf dem Strömungssystem lastende absolute Druck, insbesondere der jeweilige Luftdruck als Flüssigkeitssäule ein. Im Falle des Saugrohrs einer Turbine oder Schleuderpumpe z. B. nehmen wir als Nullstelle den tiefsten Unterwasserspiegel mit $h_0 = 0$ und $\frac{p_0}{\gamma} = a_0 =$ Säule des dem jeweiligen Luftdruck entsprechenden¹⁾ Wasserbarometers; h ist dann einfach die geodätische Saughöhe h_s , c die am gleichen Punkt gemessene Absolutgeschwindigkeit. c_0 ist häufig vernachlässigbar.

Man sieht, daß die übrigbleibende Druckhöhe

$$\frac{p}{\gamma} = a_0 - h_s - \frac{c^2}{2g} \quad (4)$$

um so kleiner ist und sich daher der Kavitationsgrenze um so mehr nähert, je kleiner der Luftdruck, je größer die Saughöhe und die Geschwindigkeit am untersuchten Punkt ist.

Hat man Reibungs- und Wirbelungsverluste zu berücksichtigen, so ist $\frac{p}{\gamma}$ im Saugrohr einer Turbine um die Verlusthöhe h_v größer, in dem einer Turbopumpe um ebensoviel kleiner als nach der letzten Formel.

Die Bernoullische Gleichung gilt zunächst nur für stationäre, verlustfreie Strömung längs ein- und desselben Stromfadens; zwischen beliebigen Nachbarstromfäden nur dann, wenn diese irgendwo in einen ruhenden Flüssigkeitsbezirk münden oder einen Bereich mit reiner Parallelströmung durchlaufen (allgemein im Falle der Potentialströmung).

¹⁾ Das Wasser ist dabei so kalt angenommen, daß sein Dampfdruck $p_d \sim 0$ unmerklich ist; ansonsten ist die wirklich gehobene Säule um $\frac{p_d}{\gamma}$ kleiner.

Man hat daher in jedem Falle ein Koordinatensystem auszuwählen, von dem aus gesehen die Strömung angenähert stationär ist. Bei den Strömungen in und nahe den Laufrädern der Turbinen, Turbopumpen und Propeller sind dies die Laufräder selbst. Dementsprechend erweitert sich hier die Druckgleichung zu der bekannten Laufradgleichung der Turbinenlehre

$$\frac{w^2}{2g} + \frac{\dot{p}}{\gamma} + h - \frac{u^2}{2g} = \text{const} = H_o' \quad (5)$$

wobei u die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrads im betreffenden Achsabstand ist, und wieder

$$H_o' = \frac{w_o^2}{2g} + \frac{\dot{p}_o}{\gamma} + h_o - \frac{u_o^2}{2g} \quad (5a)$$

aus den zusammengehörigen Werten einer leicht zu übersiehenden Nullbezugsstelle zu berechnen wäre. Die Konstanz der Energiesummen gilt also hier für die stationären Relativgeschwindigkeiten w ; man gelangt zu den Werten des rotierenden Systems, indem man von denen des ruhenden Systems ausgeht und die Geschwindigkeitsdreiecke $c - u - w$ an den Übergangsstellen, sowie die vom Laufrad zu- oder abgeführten Energiebeträge und Verluste (als Höhen) berücksichtigt. Näheres ist in allen Lehrbüchern über Hydraulik oder Turbinenlehre zu finden.

Auch hier ergibt sich

$$\frac{\dot{p}}{\gamma} = H_o' - h - \frac{w^2}{2g} + \frac{u^2}{2g} = \frac{\dot{p}_o}{\gamma} - (h - h_o) - \frac{w^2 - w_o^2}{2g} + \frac{u^2 - u_o^2}{2g}, \quad (6)$$

so daß zu den Termen des ruhenden Systems noch die sogenannten „Zentrifugaldruckhöhen“ $\frac{u^2}{2g}$ mit negativen Vorzeichen hinzukommen.

Der Geltungsbereich entspricht genau Gl. 2 und 3. Wir schließen, daß unter sonst gleichen Verhältnissen \dot{p} um so näher an \dot{p}_a herankommen wird, je näher die betrachtete Stelle nach der Laufradachse zu liegt; im übrigen gelten die früheren Kriterien.

REGELN FÜR AUFsuchUNG DER STELLEN VERMIN-DERTEN DRUCKES

Im einzelnen Stromfaden sind sie zunächst dort zu finden, wo durch den Zwang der Wände oder der Nachbarfäden die stärksten Querschnittsverengungen und Relativgeschwindigkeiten auf großer geodätischer Höhenlage („Saughöhe“) erzeugt werden. Legt man, von einem Stromfaden ausgehend, durch alle N a c h -

barfäden senkrecht schneidende Querschnitts- oder Niveauflächen (es sind zugleich die Äquipotentialflächen), so finden sich die Stellen verminderten Druckes nach dem Krümmungsmittelpunkt der Stromfäden hin (wofür die Druckabnahme nicht durch Druckzunahme infolge größerer Tiefe ausgeglichen wird). In konstanter Tiefe gilt für die Absolutgeschwindigkeiten

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{\gamma c^2}{g r}, \quad (7)$$

oder in Worten:

„Die Druckabnahme pro Längeneinheit des Krümmungsradius (nach dem Mittelpunkt der Absolutbahn hin) ist proportional der Massendichte der Flüssigkeit und ihrer Zentripetalbeschleunigung c^2/r .“

Hieraus folgt ohne weiteres, daß im Zentrum von Wirbeln, wie von jeder gekrümmten Strömung, ein relatives Druckminimum zu suchen ist.

Bei der Relativströmung durch Laufräder kommt hierzu noch das bei Gl. 6 erörterte Kriterium (Druckabfall nach der Achse hin).—

Hiermit sind die elementaren Hilfsmittel für die Aufsuchung und Abschätzung unserer Gefahrenzonen erschöpft. Tiefergehende Hilfsmittel finden wir in der zweiten Hälfte dieser Abhandlung. Bemerkenswert ist, daß nach der klassischen Hydrodynamik die Stelle kleinsten Druckes, also der Kavitationsbeginn, stets an irgendeiner Begrenzung der Flüssigkeit liegen mußte, nicht im Innern¹⁾. Tatsächlich beobachtet man aber Blasen-, Trichter- und Schlauchbildungen auch ganz im Innern. Der Widerspruch erklärt sich daraus, daß die klassische Aussage nur für die wirbelfreie Strömung der reibungsfreien Flüssigkeit gilt, nicht für Wirbelströmungen.

Alles zusammenfassend, haben wir also die Gefahrzonen kleinsten Druckes unter sonst gleichen Bedingungen zu suchen: in den höheren Schichten, an der engsten Stelle des jeweiligen Stromfadens, an der nach dem Krümmungsmittelpunkt hin liegenden Stelle des jeweiligen Gesamtquerschnitts und bei Laufrädern hauptsächlich nach der Achse zu.

PHYSIKALISCHE VORGÄNGE

Die Gesamterscheinung der Kavitation zerfällt in zwei Einzelvorgänge:

a) Die Bildung blasen- oder schlauchartiger Hohlräume durch Abscheidung gelöster Gase und dar-

¹⁾ Vgl. z. B. Lamb-Friedel, Hydrodynamik 1907, S. 47, 57 und 26—27.

auffolgende Verdampfung. Ihre Größe wechselt zwischen Bruchteilen eines Kubikmillimeters bis zu vielen Litern, unter Umständen Kubikmetern, letzteres z. B. hinter Propellern oder Turbinenlaufrädern. Die unten folgenden Bilder, S. 42, scheinen darauf zu deuten, daß kleinste Bläschen — neben beliebig großen — bei sehr unreinem Wasser entstehen, wobei die Unreinigkeiten die Verdampfungskerne liefern (Erscheinung des *Siedezuges*).

Die Hohlräume bilden sich entweder durch Ablösung der Strömung von der Wand, indem die Stromfäden sich von einer gewissen Geschwindigkeit ab infolge ungenügenden Zentripetaldruckes den größeren Krümmungsradius selbst schaffen, welcher mit dem vorhandenen Druckgefälle nach Gl. 7 verträglich ist, unter Erzeugung einer freien Oberfläche im Innern, einer Helmholtz'schen „Diskontinuitätsfläche“. Oder die Höhlung entsteht schlauchartig im Innern, fern jeder Wand. Die Schläuche oder Trichter erstrecken sich oft zusammenhängend über sehr große Längen, als Zentren großer walzenartiger Wirbel (Strudel). Die Flüssigkeit sprüht dabei an dem kegelförmigen Anfang der Höhlung ähnlich wie bei einer Zentrifugaldüse auseinander.

b) Das Zusammenstürzen der Hohlräume in den darauffolgenden Gebieten wiederansteigenden Druckes unter Erzeugung starker Geräusche und Stöße infolge fast vollständigen Fehlens elastischer Pufferung. Der Druckanstieg erfolgt stets sehr schnell, nach Art eines *Verdichtungsstoßes*, daher ist dieser Vorgang mechanisch nahezu irreversibel und mit erheblichen Energieverlusten verbunden. In bezug auf die Kondensation des Sattedampfinhaltes verläuft der Vorgang thermisch reversibel in fast unmeßbarer Zeit. Dagegen ergibt die Verdichtung der entbundenen Gasanteile zwar eine geringe Pufferung und Speicherung von Arbeitsvermögen, aber der Teilvorgang ist thermisch irreversibel, weil die Wiederauflösung des Gases in der Flüssigkeit in der kurzen Zeit sehr erhebliche Oberflächen erfordern würde, welche nach der Raumverminderung bei weitem nicht mehr vorhanden sind. Infolgedessen beobachtet man meistens keine völlige Rückbildung der Hohlräume, sondern Fortführung verschieden großer Gasbläschen. Zweifellos enthalten diese im hochkomprimierten Zustand einen bestimmten Anteil überhitzten Wasserdampfes.

Die Größenordnung der auftretenden Stoßdrücke kann, wenn zunächst von der Kompression der Flüssigkeit abgesehen und z. B. angenommen wird, daß als Rest der Höhlungen ein hochkomprimiertes Gasbläschen übrig bleibt, durch eine *Poten-*

tialbetrachtung abgeschätzt werden. Denken wir uns etwa nach Abb. 1 eine kugelförmige Vakuumbubble in näherungsweise homogener Strömung aus dem Dampfdruckgebiet p_a in Gebiete höheren Druckes p gebracht, so leistet die Umgebung auf den Dampfinhalt eine Arbeit $(p - p_a)(V - \delta V) \sim pV = p \cdot \frac{4}{3} \pi R^3$ durch Verkleinerung des ursprünglichen Blasenvolumens V auf den (hierfür vernachlässigbaren) Inhalt des Gasrestes δV . Diese Arbeit setzt sich zunächst in die kinetische Energie der entstehenden Radialgeschwindigkeiten c um und danach in die Erzeugung einer stoßartigen, außerordentlich hohen Kompression des Gasrestes. Die Radialgeschwindigkeit am ursprünglichen Blasenradius R ergibt sich zu

$$c = 0,82 \sqrt{\frac{p}{\gamma} g \frac{r}{R}} \quad (8)$$

der Stoßdruck (Zeitintegral des Druckes $= \int_0^\tau p dt$ während der Stoßzeit τ) zu

$$P_\tau = 0,82 \sqrt{p \frac{\gamma}{g} \frac{R^3}{r}} \quad (9)$$

wenn r der kleine Blasenradius am Beginn

des Stoßes (Zusammenpralls bzw. der Gaskompression), γ das spezifische Gewicht der Flüssigkeit ist¹⁾. Bei den kleinen tatsächlichen Stoßzeiten ($\tau = 1/100 - 1/1000$ Sek.) erhält man örtliche Höchstdrücke von Tausenden von Atm.

Diese Abschätzung gilt nicht nur für ganze Kugeln, sondern auch für jeden herausgeschnittenen körperlichen Winkel, z. B. Halbkugel (Ebene) oder Kegel. Dadurch liefert die Betrachtung auch eine erste Abschätzung der Stoßdrücke, die beim Ankommen und Verschwinden der Hohlräume durch abwechselndes Hereinströmen und Wiederverdampfen der Flüssigkeit in vieltausendfacher Folge in allen größeren Rissen und Poren entstehen, wodurch die beispiellos schnellen Korrosionen durch immer weitere Ausbrüche erzeugt werden.

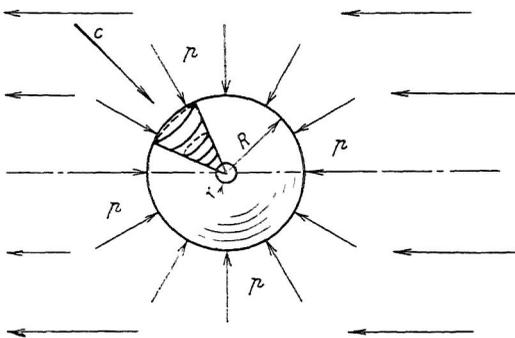


Abb. 1

¹⁾ Beispiele dieser Art wurden in den Vorlesungen und im Seminar des Verfassers zur Erläuterung des Geschwindigkeitspotentials gebracht.

Eine Abschätzung der Stoßdrücke auf Grund der Elastizität (Schallgeschwindigkeit) der Flüssigkeit gibt D. Thoma im nachfolgenden Vortrag S. 67. Allerdings wird bei diesen Stoßvorgängen die Elastizität des Materials örtlich weit überschritten, so daß es überwiegend auf seine Plastizität ankommen wird; daher auch die Überlegenheit der Bronzen.

Eine besonders wichtige Rolle scheinen die hochkomprimierten, vorübergehend in den feinsten Rissen und Poren eingeschlossenen Gasblasen zu spielen, weil sie wegen ihrer kleinen Masse und Reibung schneller als die Flüssigkeit in eben entstehende mikroskopische Risse und Spaltflächen einzudringen vermögen und dort eine Art Sprengwirkung ausüben.

Die gewaltige Größenordnung der entstehenden Höchstdrücke P läßt sich, mit Umgehung der Potentialbetrachtung, auch durch Gleichsetzung der äußeren Druckerarbeit mit der (zunächst isothermen) Kompressionsarbeit abschätzen zu

$$P = p_a e^{\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{p}{p_a} - 1 \right)} \quad (10)$$

wobei εV der Anteil des Gasgehalts einer Blase vom Anfangsvolumen V (beides bezogen auf p_a), und p der obengenannte äußere Umgebungsdruck auf die Blase ist. Z. B. würde sich schon für $p_a = 0,0237$ Atm. (Wasser 20° C); $\varepsilon = 0,25$; $p/p_a = 3,5$; $p = 0,083$ Atm. ein Druck von $P = 22\,000 p_a = 520$ Atm. ergeben, wenn nicht die Elastizität des Wassers, die Formänderung der Wände und die Flüssigkeitsreibung mildernd und dämpfend hinzukämen und das Ansteigen der Drücke auf viele tausende Atmosphären in anderen Fällen verhindern würden.

Die Formel (10) gilt unter der Voraussetzung, daß außer der Kompression im engeren Sinn auch die Ausschubarbeit $P\delta V$ geleistet wird, daß also etwa die Wände der die komprimierte Blase schließlich umhüllenden Pore der Sprengwirkung nachgeben. Ist dies nicht der Fall, wird also nur komprimiert, so entstehen die ε -fachen Höchstdrücke

$$P' \cong \varepsilon P \quad (\varepsilon = 2,7 \dots) \quad (11)$$

so daß unser Beispiel schon $P' \sim 1400$ Atm. ergeben würde. Andere Annahmen führen leicht auf Millionen von Atm.!

Das gilt zunächst bei isothermer Kompression, die jedoch, wegen der winzigen Stoßzeit und der geringen Blasenoberfläche,

mindestens gegen Ende der Kompression nicht eintreten wird; vielmehr ist eine zwischen Adiabate und Isotherme verlaufende Polytropenfolge und eine, schon bei mäßigen Abweichungen von der Isotherme, sehr erhebliche Temperatursteigerung nach den bekannten Formeln der Wärmelehre zu erwarten.

Leider ist eine genauere Abschätzung außerordentlich unständig, weil alsdann nicht nur die Elastizität der Flüssigkeit und der festen Wände (bzw. deren Plastizität), sondern auch die Wärmeleitung von Flüssigkeit, Wand und Gasrest, insbesondere der Temperatursprung an der Grenze der Medien, zu berücksichtigen wäre.

Vom gewöhnlichen stationären Verdichtungsstoß in Dampf-düsen usw. unterscheidet sich der vorliegende prinzipiell dadurch, daß es sich hier um einen nichtstationären Strömungsvorgang handelt.

Die bisher getroffene Voraussetzung, Bettung der Blase in homogene Strömung, also in relativ ruhende Umgebung, wird nur ausnahmsweise erfüllt sein. In Wahrheit werden ihre Wände schon vor der Kompression stets erhebliche Relativgeschwindigkeiten der Strömung, normal und tangential, aufweisen, so daß weitere Energiequellen der Stoßarbeit (zur Verdrängungsarbeit der äußeren Drücke) hinzukommen. Auf die so z. B. entstehenden „Tangentialstöße“ wird S. 26 eingegangen. Im ganzen ist die stoßartige Rückbildung der Hohlräume eine überaus komplizierte, turbulenzartige Erscheinung; unsere ganz rohen Überschlagsrechnungen sollten daher nur die beobachteten riesigen Drucksteigerungen ihrer Größenordnung nach erläutern.

PHYSIKALISCH - CHEMISCHE SEKUNDÄRWIRKUNGEN

Die Ergebnisse des letzten Abschnittes legten den Gedanken nahe, daß die millionenfachen, hammerschlagartigen Druckstöße und die unter Umständen davon untrennbaren Temperatursteigerungen sich nach verschiedener Richtung physikalisch-chemisch auswirken können, auch wenn es sich nur jeweilig um verschwindend kleine Bezirke (Blasen, Poren, Risse) handelt. Natürlich ist diese Sekundärwirkung an verschiedene Voraussetzungen geknüpft, von denen z. B. genügende Stärke der Kavitationen (Geschwindigkeiten), gelöste Luft oder andere Gase, Lösbarkeit oder chemische Angreifbarkeit der Wände, galvanische Leitfähigkeit derselben und der Flüssigkeit usw. genannt sein mögen.

Wir haben es hier mit physikalisch und chemisch heterogenen Systemen (Gas + Flüssigkeit — feste Körper) zu tun, deren chemische Gleichgewichte (Eintritt von Reaktionen und Reaktionsgeschwindigkeit) nach den Lehren der physikalischen Chemie zunächst vom Druck und der Temperatur, hinsichtlich der Ausgleichgeschwindigkeit aber auch sehr stark vom Bewegungszustand der Flüssigkeit und des Gases abhängen.

Im folgenden Abschnitt (S. 26) sind die der Kavitation eigenen, außerordentlich schroffen Geschwindigkeitsgradienten (Tangentialstöße) nahe den Wänden erläutert, welche einen Materialaustausch von beispielloser Schnelligkeit herbeiführen und daher, nach theoretischer Überlegung, die Lösung fester Teile und alle chemischen Angriffe gegenüber gewöhnlichen Strömungen um ein Vielfaches steigern müssen. Da es im Sinne der physikalischen Chemie unlösliche Körper nicht gibt, so mögen diese beiden Angriffe neben der primären mechanischen Wirkung gelegentlich eine beträchtliche Rolle spielen (beschleunigte Oxydation, Rostbildung usw.). Entscheidend ist dabei, daß das gebildete feste oder lösliche Reaktionsprodukt durch die Tangentialstöße sofort beseitigt und Raum für neuen Austausch durch Zufuhr frischer Teile geschaffen wird.

Eine zweite Art indirekt erzeugter chemischer Einflüsse muß entstehen, sobald das Zusammenspiel von Kondensation der Hohlräume, Elastizität und Wärmeleitung stärkere Abweichungen von der isothermen Kompression zustande kommen läßt. Alsdann ist infolge der örtlichen, zumal bei größeren Blasen gewaltigen Drücke und Temperatursteigerungen mit starken chemischen Reaktionen (Oxydationen, Dissoziationen usw.) zu rechnen, insbesondere wegen der starken katalytischen Wirkung des anwesenden Wasserdampfes und der Metalloxyde, wegen der eventuellen Elektrisierung zerprühter Teilchen oder eventueller „Strömungsströme“ (s. S. 33). Beispielsweise verdanke ich Geheimrat Mieth, gelegentlich einer Unterhaltung über die oben angeschnittenen, chemischen Sekundärwirkungen, den Hinweis, daß der Luftstickstoff sich unter den genannten Bedingungen teilweise mit dem Sauerstoff zu säurebildenden Oxyden vereinigen kann.

Andererseits wäre mit Dissoziation von 2CO_2 in 2CO und O_2 , von Wasserdampf in 2H_2 und O_2 usw. zu rechnen, so daß auch aus diesen Gründen das Zusammenwirken von Druck, Wärme, Wasserdampf, Sauerstoff und Metallen zu ungewöhnlichen Oxydationen, Rostbildungen usw. führen kann. Es ist dabei durchaus nicht nötig, daß die entstehenden Anfressungen nur am Ent-

stehungsort der genannten Stoffe liegen; es kann sehr wohl auch eine Konzentration an stromabliegenden Stellen durch Wirbel und Sekundärströmungen stattfinden. Die chemische Nachprüfung dieser theoretisch denkbaren, indirekten Einflüsse wäre von größtem Interesse.

SCHÄDLICHE WIRKUNGEN DER KAVITATION

a) **Störende Geräusche.** Je nach Stärke der Kavitation beobachtet man ein feines Knistern, wie beim Ausströmen von Elektrizität, ein Rauschen oder Rasseln (beim Öffnen von Wasserleitungsventilen) oder ein Schlagen und Poltern wie bei Dampfheizungen, das sich bei größeren Kanalquerschnitten usw. und höherer Geschwindigkeit bis zum Donnern steigern kann, insbesondere wenn die Flüssigkeit durch eiserne Wände begrenzt ist. Das Kavitationsgeräusch von Turbinenpropellern ähnelt etwa dem gleichzeitigen stärksten Schlagen von Hunderten schlechter Kolbenpumpen. Bei den ursprünglichen, einwärts schlagenden Seitenpropellern des Turbinenschnelldampfers „Mauretania“ war das Geräusch so unerträglich, daß die Stewards aus ihren in der Nähe liegenden Schlafräumen ausquartiert werden mußten. Geräusche ähnlicher Art sind vielfach bei größeren Wasserturbinen, Schleuderpumpen, Talsperrenschiebern usw. aufgetreten.

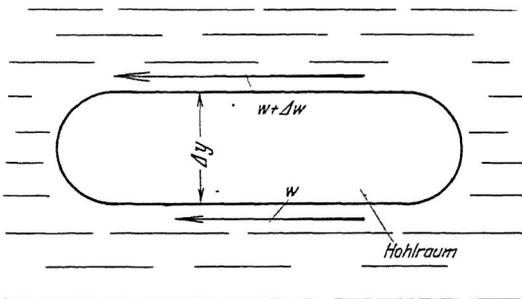


Abb. 2. Idealisierter, länglicher Hohlraum

b) **Energieverluste.** Sie kommen auf dreierlei Weise zustande: Erstens durch die beispiellosen unelastischen Stöße beim hemmungslosen Zusammenstürzen der Hohlräume, teils in sich, teils gegen Wände. Diese Verluste wurden S. 21 als Produkt aus dem Volumen der Blasen und dem Druck im Gebiet ihrer schroffen Rückbildung angenähert abgeschätzt. Eine geringe Milderung tritt nur durch Kompression des Gasrestes ein, der aber wieder mannigfache mittelbare Schäden bedingt; z. B. ist das Medium im weiteren Strömungsverlauf nicht mehr homogen.

Zweitens werden die Reibungen erhöht, indem

der sichtbare Impulstransport senkrecht zur Strömungsrichtung, also die schädliche Mischbewegung, durch die nahezu masselosen Hohlräume gegenüber einer homogenen Flüssigkeit beträchtlich erleichtert wird. Das gilt zunächst für das Innere der Flüssigkeit in den Zonen stärksten Impulsaustausches.

Das Zusammenstürzen der Blasen erzeugt aber auch geradezu *Tangentiale Stöße*, indem gegenüberliegende Massenteilchen von erheblichem Geschwindigkeitsunterschied plötzlich aufeinanderprallen und nach der Grundgleichung (Abb. 2, S. 25)

$$\tau = \mu \frac{dw}{dy} \left\{ \begin{array}{l} \mu = \text{absoluter Zähigkeitsmodul,} \\ dw = \text{endlicher Geschwindigkeitsunterschied,} \\ dy = \text{Abstand gegenüberliegender Teilchen,} \end{array} \right. \quad (12)$$

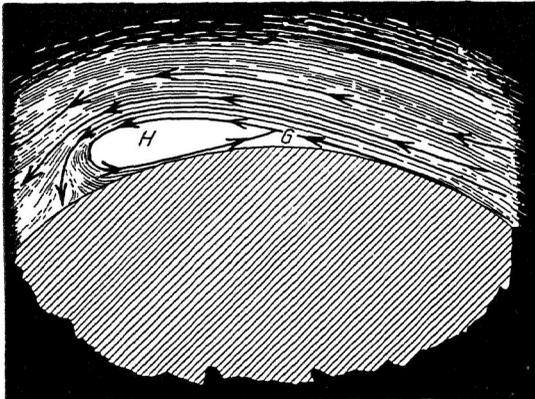


Abb. 3. Ablösung, Rückströmung und Wirbelbildung an einer Kugel unter Kavitation (nach Sir W. Thomson, 1887)

sehr hohe Scherkräfte τ wachrufen. Besonders heftig tritt dieser Effekt dort auf, wo die von der Wand abgelösten Teile eines größeren Hohlräume wieder auf die Wand prallen. Das Geschwindigkeitsgefälle $\frac{dw}{dy}$ und die ihm proportionale Scherspannung τ können dort zeitweise nahezu nach ∞ gehen. Das ist von größter Bedeutung für die Einleitung und Fortbildung der unten zu erörternden Anfrösungen, scheint aber bisher nicht beachtet worden zu sein.

Die vernichtendsten Energieverluste werden aber drittens durch die mit der Kavitation verbundene Ablösung der Strömung von der Wand erzeugt, indem jede Wiedenumsetzung der hohen Geschwindigkeit (Ausfluß ins Vakuum!) in

Pressung fast völlig verhindert wird. Während bei der Wirbelablösung einer homogenen Flüssigkeit durch Grenzschichtreibung in schlank erweiterten Kanalführungen nur mäßige Bruchteile (5—15 v. H.) der an der engsten Stelle vorhandenen Geschwindigkeitshöhe verloren gehen, muß nach Eintritt der Kavitation unter Umständen mit dem völligen Verlust dieser Energie gerechnet werden. Die unten folgenden Lichtbilder lassen erkennen, daß das Wiederauftreffen der abgelösten Flüssigkeit sich ungefähr in den Formen des sogenannten „Wassersprunges“ (plötzlicher Anstieg der Tiefe eines schießenden Gewässers unter Bildung einer sogenannten „Deckwalze“) vollzieht.

Abb. 3 zeigt, wie treffend Sir W. Thomson (Lord Kelvin) diesen Vorgang bei der Kavitation theoretisch vorausgesagt hat¹⁾. (Ablösung und Rückströmung unter Wirbelbildung an einer Kugel.) Dadurch wird die Kavitation zu einem schlimmeren Feind technischer Strömungen, als die gefürchtete Wirbelablösung gewöhnlichen Sinnes.

c) **Korrosionen.** Mit stärkerer Kavitation geht fast immer eine eigenartige, beispiellos schnelle Anfressung der Wandoberfläche Hand in Hand, welche von den Formen und Fortschrittsgeschwindigkeiten chemischer oder galvanischer Anfressung ausgeprägt verschieden ist. Sie wurde frühzeitig an Propellern, Wasserturbinen und Turbopumpen aus Gußeisen, Stahlguß, Schmiedestahl (Schaufelbleche) und Bronze beobachtet. Vor allem die Schnelligkeit der Zerstörung übertrifft dabei jedes bei rein chemischer oder galvanischer Wirkung bekannte Maß: die Zeit bis zur praktischen Unbrauchbarkeit der angegriffenen Teile schwankt in schlimmen Fällen zwischen 1—2 Stunden (älterer Gegenpropeller dicht hinter einem Turbinenpropeller) und einem Monat Betriebszeit (Turbinenpropeller, Turbinenlaufräder mit Hakenschaufeln, Wasserwerkspumpen). Vom Verfasser 1914 eingeleitete Versuche haben gezeigt, daß auch das chemisch und galvanisch passive Glas bei starker Kavitation schon innerhalb einer Stunde völlig korrodiert, sogar durchbohrt werden kann. Hierüber ist S. 34—38 berichtet.

Die Stellen stärkster Korrosion liegen niemals an Stellen höchster Geschwindigkeit, also z. B. Ablösungsstellen der Strömung, sondern besonders dort, wo die abgelöste Strömung unter Bildung hammerartiger Wasserschläge wieder auf die Wand aufprallt. Besonders gefährdet scheinen die Bezirke zu sein, wo

¹⁾ „On the formation of coreless vortices“. Proc. Royal Society, 1887, vol. 42, p. 83.

ein größerer zopfartiger Wirbel sich unter Bildung eines zentralen Hohlraumes mehr oder minder schräg an eine Wand heftet. Durch unvermeidliche Störungen infolge Turbulenz spielt ein solcher Wirbel samt den in ihm enthaltenen Hohlräumen und Sekundärströmungen ständig hin und her, so daß die Wandstellen unter außerordentlich schnell wechselnden stoßartig ansteigenden Drücken liegen, welche bei sprödem Material sehr bald örtliche Ausbrüche, bei zäherem Material allmählich eine Ermüdung mit örtlichen Ausbrüchen verursachen.

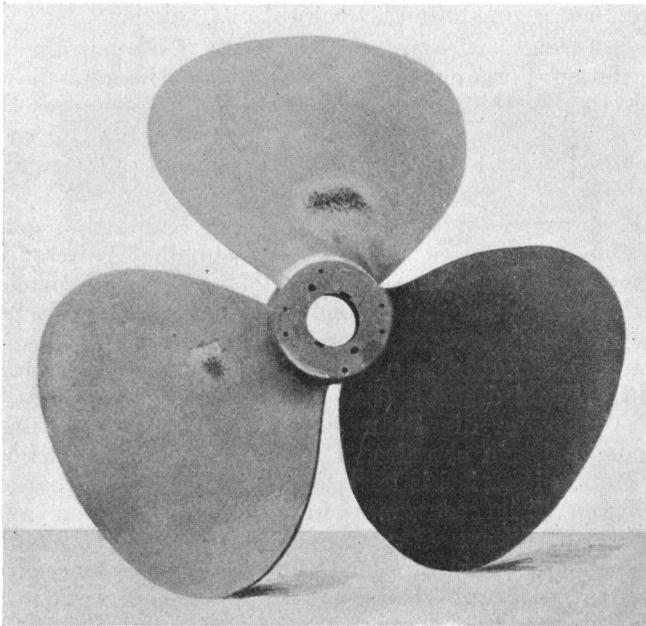


Abb. 4. Korrosion eines seawasserbeständigen Bronze-Propellers

Durch derartige Wirbel sind gelegentlich Seitenwände von gußeisernen Turbinenrädern mit 80 mm Wandstärke vollständig durchgebohrt und Teile von Propellerflügeln, Turbinen- und Pumpenschaukeln abgebrochen worden (s. u.).

Die Abb. 4—6 zeigen einige typische Korrosionen durch Kavitation. Abb. 4 gibt die lavaartige Anfröschung am Bronze-Propeller eines Torpedojägers mit Kolbenmaschinen wieder¹⁾.

¹⁾ Abb. 4 und 5 sind entnommen aus: Oswald Silberrad, On the Erosion of Bronze Propellers, 27 Chancery Lane WC. London.

Der Umfang des zerstörten Gebietes ist ziemlich beschränkt und wahrscheinlich durch die schon von den innersten Flügelpartien abgehenden Nabenwirbel bedingt, welche sich hinter der Nabe zu einem seilartigen Gesamtwirbel vereinigen. Abb. 5 erläutert das sehr ausgedehnte Korrosionsfeld eines größeren

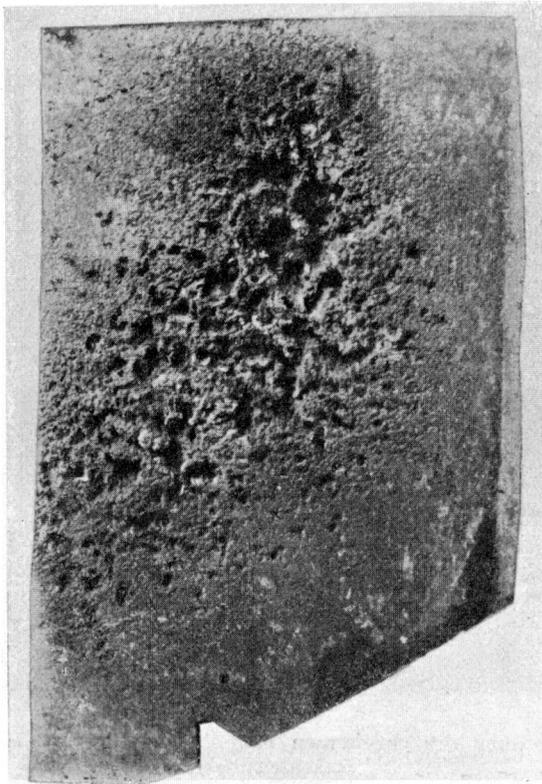


Abb. 5. Korrosion des seewasserbeständigen Bronze-
propellers eines Turbinen-Torpedojägers

Turbinenpropellers, wieder von dem typischen Aussehen.

Genau entsprechend sind die Anfressungen von Süßwasser an Wasserturbinen- und Schleuderpumpenrädern aus Gußeisen, Stahlguß oder Bronze, bei welcher letzterem Stoff die Wirkung selten auf starken chemischen oder galvanischen Angriff geschoben werden kann. Die hierfür nötige Einwirkungszeit

wäre in den meisten kennzeichnenden Fällen viel zu gering. Abb. 6 stellt nach einem Aufsatz von *Wagenbach*¹⁾ die Anfressung der eingangs genannten *Joice-Turbinen* dar (Gußeisen).

d) *Brüche*. Die Schwächung der Wandstärken und die Ermüdung des Materials unter den furchtbaren Wasserschlägen geben häufig zu Rissen und Brüchen Veranlassung. Anfänge hierzu läßt Abb. 5 erkennen. Besonders gefährdet sind die verhältnismäßig dünnen Schaufeleintrittskanten schnelllaufender

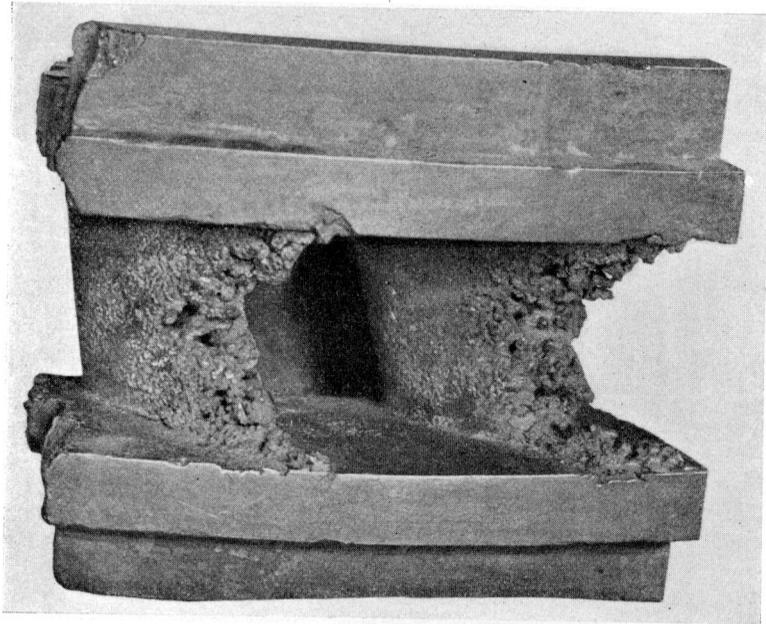


Abb. 6. Anfressung der gußeisernen Laufschaufeln einer Wasserturbine mit Hakenschaufeln

Turbopumpen, z. B. gemäß Abb. 7 (Saugrad einer großen Kraftwerkanlage nach zwanzigstündigem Betrieb mit reinem Wasser). Solche Wirkungen sind durch „nichtstoßfreien Eintritt“ (im gewöhnlichen Sinn der Turbinenlehre) nicht zu erklären, sondern nur durch Wasserschläge. Welche Zerstörungen bei mehrstufigen Pumpen durch Fortspülen abgebrochener Schaufelstücke im weiteren Verlauf der Strömung entstehen können, braucht nicht weiter ausgeführt zu werden.

¹⁾ Vgl. *Wagenbach*, Zeitschr. f. Turbinenwesen, 1907, S. 277.

In dieses Gebiet gehören auch die gefährlichen Erschütterungen, welche durch die knallenden Kavitationsschläge auf die Umgebung, z. B. Schiffsaußenhaut, Turbinenkessel, Rohrleitungen usw. übertragen werden und zu Ermüdungsbrüchen dieser entfernt liegenden Teile führen können. Verfasser hatte z. B. Ende des Krieges mit den Schrauben mehrerer 55 000 PS-Torpedojäger zu tun, wobei durch die Kavitation hinter einem der 28 000 PS Propeller ein Loch von rd. 8–10 qdm im Verlaufe einer mehrstündigen Hochforcierung in die stählerne

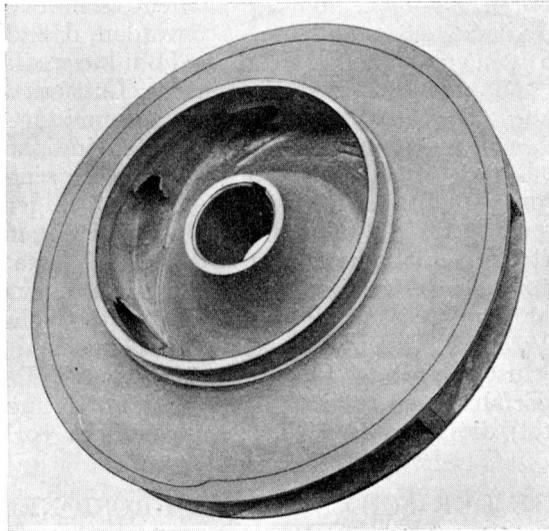


Abb. 7. Brüche an Kraftwerkspumpen durch Kavitationsschläge

Außenhaut geschlagen und der Rudermaschinenraum überflutet wurde. Bei Inbetriebnahme der Entlastungsschieber großer Talsperren zeigten sich nach teilweisem Öffnen solche Kavitationsschläge, daß der Bestand und die Befestigung der anschließenden Rohrleitungen gefährdet wurde usw.

e) Indirekte Nachteile. Die Kavitation ist diejenige Erscheinung, welche die Übertragbarkeit von Beobachtungen und Versuchsergebnissen an Luftströmungen und Beobachtungen verschiedenen Maßstabes bei Flüssigkeiten überhaupt am empfindlichsten einschränkt. Infolge nicht genügend kritischer Übertragung sind namentlich bei Propellern und Propellerturbinen sehr

schlimme Enttäuschungen entstanden und ungezählte Millionen unnötigerweise vertan worden. In allen Fällen höherer Strömungsgeschwindigkeit, wo die Entstehung höheren Vakuums zu befürchten ist, kann nicht eindringlich genug die vorichtigste Abwägung der Erfahrungen und theoretischen Überlegungen empfohlen werden. Das gilt insbesondere bei der Übertragung aerodynamischer Ergebnisse auf die Strömungen im Wasser, sowie auf die Übertragung von Modellversuchen kleinen Maßstabs auf die Großausführung bei erheblich gesteigerter Geschwindigkeit. Z. B. kann heute schon vorausgesagt werden, daß die schönen Joukowsky - Profile der Luftfahrt bei Wasserpropellern höherer Geschwindigkeit völlig

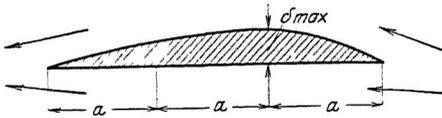


Abb. 8

unbrauchbar sind; dem Verfasser wurde schon 1914 in England vom Chefkonstrukteur einer hervorragenden Torpedobootswerft bestätigt, daß die bei Modellversuchen scheinbar wohlbewährte Verschiebung der größten Flügeldicke nach dem ersten Drittel der Flügeltiefe hin (Abb. 8) an einem größeren Torpedojäger eine Geschwindigkeitseinbuße von mehreren Knoten (ca 7% der Geschwindigkeit, entsprechend 20–25% Leistungsverlust) ergab. Leider hat man bei Propellerturbinen die Erfahrungen und theoretischen Folgerungen viel zu spät beachtet, die längst bei Turbinenpropellern vorliegen.

THEORIE DER SCHNELLEN KORROSIONEN UND BRÜCHE

Den älteren chemischen und elektrolytischen Theorien habe ich eine Theorie der mechanischen Primärwirkung gegenübergestellt, möchte hier aber ausdrücklich bemerken, daß wir die triviale, langsame Korrosion nicht in den Kreis der Betrachtung ziehen, da sie durch gewöhnliche, chemische und galvanische Wirkung bei normalem Druck genügend erklärt wird.

a) Die chemische Theorie, von Prof. Reichel anlässlich der starken Anfressungen bei Hochdruckturbinen vorgeschlagen, nimmt an, daß bei der fast augenblicklichen Entspannung des Wassers vorwiegend der darin mehr als der Stickstoff gelöste Sauerstoff zur Ausscheidung gelangt und sich bei dieser schnellen Entbindung gewissermaßen wie im „status nascenti“, also chemisch außerordentlich aktiv verhält.

Die Theorie ist gleichermaßen auf Süßwasser, wie auf Seewasser anwendbar und auch leicht auf im Wasser gelöste Kohlensäure oder andere chemisch wirksame Gase erweiterbar. Tatsächlich haben alle neueren Untersuchungen gezeigt, daß bei jeder chemischen Einwirkung des Wassers die gelöste oder in feinen Bläschen ausgeschiedene Luft oder Kohlensäure eine ausschlaggebende Rolle spielt, bei gewöhnlichem und besonders bei höherem Druck. Diese Theorie wird ergänzt durch die neuere Porentheorie, wonach das Vorhandensein feinsten Poren und Haarrisse in der Oberfläche des Metalls beim chemischen Angriff maßgebend mitwirkt. Zu bemerken ist dabei allerdings, daß die durch festgesetzte Luftblasen erzeugten Anfressungen eine ganz andere Bildung aufweisen, als die der Kavitationswirkung entstammenden; im ersten Fall entstehen Hohlräume unter der Metalloberfläche, welche durch eine Öffnung kleineren Querschnitts als des Hohlraumquerschnitts nach außen münden (Kondensatorrohre, Kolbenkühlrohre von Dieselmotoren). Zu prüfen wäre auch, ob die Abgabe des Sauerstoffes wirklich in stärkerem Maße erfolgt als die des Stickstoffs; denn zunächst ist nur die stärkere Löslichkeit bekannt.

b) Die elektrolytische Theorie erstreckt sich hauptsächlich auf saure Wässer und Seewasser; sie setzt die Bildung galvanischer Elemente zwischen den elektrolytisch (in der Spannungsreihe) nicht völlig gleichartigen Oberflächenelementen voraus. Solche Ungleichmäßigkeiten werden schon bedingt durch ungleiche Abkühlungsverhältnisse oder gar Saigerungen beim Guß, ungleiche Entfernung der Guß- oder Walzhaut durch Bearbeitung, ungleiche Beanspruchung (Spannung) des Materials im Betrieb usw. Die chemische und die galvanische Wirkung wird natürlich durch höhere Temperatur gesteigert. Auch der sogenannten „Strömungsströme“ ist oben gedacht worden, welche durch schnelles Entlangströmen einer Flüssigkeit an einer Wand infolge Zerreißen der sogenannten „Doppelschicht“ entstehen. Da langsame Anfressungen durch chemische und elektrolytische Wirkung auch ohne Vakuum und bei mäßiger Strömungsgeschwindigkeit entstehen, so wird die maßgebende Rolle gerade dieser Bestimmungstücke durch die besprochenen Theorien nicht aufgeklärt, und zwar weder die abweichende Form der Anfressungen, noch die unter Umständen mehrtausendfache Verkürzung der Zerstörungszeiten.

c) Theorie der mechanischen Primärwirkung. Die genannten Theorien versagten aber völlig gegenüber den überraschenden Resultaten neuerer Versuche, welche auf Anregung des Verfassers seit 1914 angestellt worden sind

und gezeigt haben, daß überhaupt weder eine chemische noch eine elektrolytische Wirkung notwendig ist, um die besonderen Korrosionserscheinungen der Kavitation hervorzurufen, sondern daß die rein mechanische Hämmerwirkung der tausendfachen Kavitationsschläge dazu völlig hinreicht: Die gleichen Anfressungen und Durchbohrungen ergaben sich nämlich bei dem chemisch und elektrolytisch passiven Baustoff Glas. Diese Versuche haben zugleich aufgeklärt, warum die Anfressungen am ausgeprägtesten im Bereiche der durch Vakuum bedingten Wasserschläge eintreten, also z. B. bei mehrstufigen Pumpen in der untersten Stufe, es sei denn, daß bei einzelnen Pumpen usw. durch besondere Sekundärströmungen (Wirbel) stromabwärts eine örtliche Konzentration und Festsetzung der vorher in den Bereichen höchsten Vakuums ausgeschiedenen Gasblasen, vielleicht an isolierten Wirbelpunkten, erzeugt wird.

NEUERE VERSUCHE ÜBER KAVITATION

Die äußere Veranlassung war die Tatsache, daß 1914 die deutsche Kriegsmarine bei der Hamburger Vulcanwerft eine neue Kaiseryacht von 27 000 PS, 3 Torpedojäger von je $2 \times 11\,000$ PS und 1 Kreuzer von $2 \times 15\text{--}20\,000$ PS mit Turbotransformatoren in Bestellung gab. Da die Primäräder dieser Übersetzungsgetriebe namentlich bei den Torpedojägern unter ungewöhnlich schwierigen Bedingungen (Eintrittsgeschwindigkeiten in der Saugöffnung von 30—40 m/sek für Vorwärts-, 40—50 m/sek für Rückwärtsgang) arbeiten mußten, so schlug Verfasser vor, die theoretische Erkenntnis, daß die Kavitation durch Überlagerung genügend hohen Druckes vollständig verhindert werden könnte¹⁾, durch Sonderuntersuchungen über den Kavitationsvorgang selbst zu erweitern.

Die Versuche sind im einzelnen von meinen Mitarbeitern: Oberingenieur Spannhaake (jetzt Professor in Karlsruhe), Assistent Nippert und Eicke, die zugehörigen theoretischen Untersuchungen betr. „Übergeschwindigkeiten“ (s. S. 53) von meinem Privatassistenten Dipl.-Ing. Stedefeld und Dipl.-Ing. Eicke in Hamburg (Vulcanwerft), Danzig (Institut für Hydrodynamik) und Berlin (Versuchsanstalt für Wassermotoren von Geheimrat Prof. E. Reichel) nach meinen Vorschlägen durchgeführt worden.

a) Hamburger Versuche (1914). Um einen ver-

¹⁾ Vgl. die in- und ausländischen Patentschriften des Verfassers vom Jahre 1905—1910.

tieften Einblick in den eigentlichen Mechanismus der Kavitation zu erhalten, wurde sie nicht an ganzen Turbinen, sondern an möglichst einfachen Schaufelteilen studiert. Abb. 9—10 zeigt

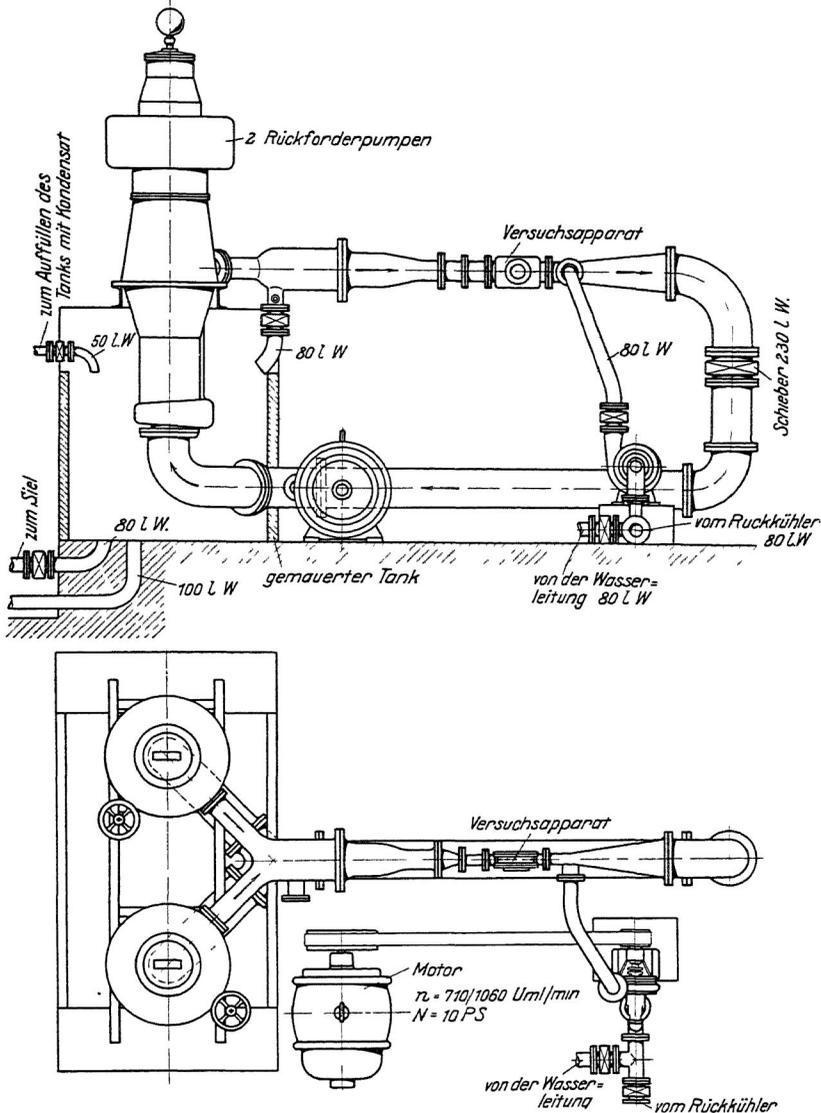


Abb. 9—10. Versuchsanordnung zum Studium von Kavitationsvorgängen in einer Doppeldüse an drehbaren, schaufelähnlichen Körpern (1914)

die Gesamtanordnung der Versuche, Abb. 11 den eigentlichen „Versuchsapparat“ in geöffnetem Zustand.

Durch 2 Rückförderpumpen von je 200 PS wurde in einer ringförmig geschlossenen Doppeldüsenanordnung, deren paralleler Mittelteil in Abb. 11 dargestellt ist, eine Kreislaufströmung erzeugt, deren Geschwindigkeit und Druck beliebig geregelt werden konnten. In dem rechteckigen Mittelteil (3×10 cm Querschnitt) wurde durch den mittels einer Drehscheibe ein-

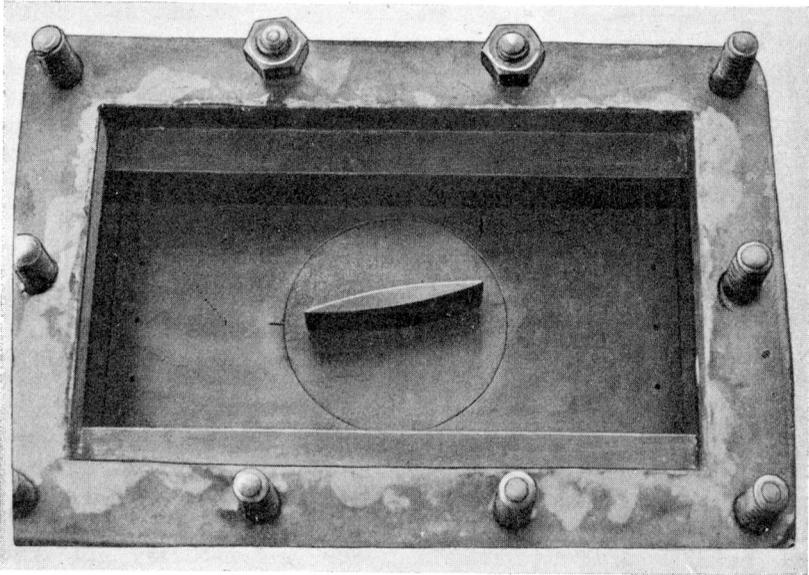


Abb. 11. Versuchsapparat nach Abnahme des Glasdeckels. Querschnitt des parallelen Mittelteils der „Doppeldüse“ 3×10 cm. Der drehbare „Schaufelkörper“ soll die Eintrittskante einer Turbinenschaufel darstellen

stellbaren „Schaufeleintrittskörper“ von der Form schlank zugespitzter Pumpenschaufeln ein „nichtstoßfreier Eintritt“ hergestellt.

Durch eine glatt aufliegende, in Abb. 11 weggenommene, Glasabdeckung konnten die Vorgänge bequem beobachtet werden. Je nach der Schrägstellung des Schaufelkörpers bildeten sich mehr oder weniger stationäre Wirbel und Hohlräume aus. Nach wenigen Stunden Betriebszeit wurde nicht nur die Drehscheibe und der Kanal (beides aus bester Marinebronze) in typischer Weise angegriffen, sondern in erheblich schnellerem und stärkerem Maße auch die Glasplatte Abb. 12. Mit der Lupe sind

deutlich die feinen, grübchenartigen Ausbrechungen aus der Glasoberfläche zu erkennen, welche den Anfang der Korrosion bilden. Zerstreut finden sich dieselben schon weit vor dem Hindernis, während die Hauptzerstörung um eine volle Schauffellänge hinter ihm dort liegt, wo die Stromfäden sich unter starker

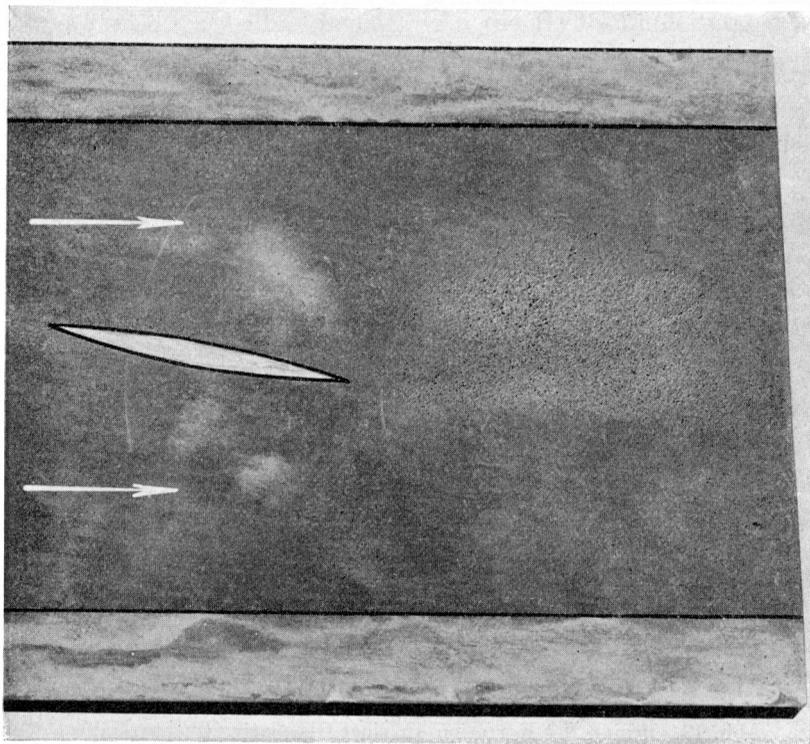


Abb. 12. Korrosion einer Glasplatte durch Kavitationsvorgänge (Mitte rechts)

Wirbelbildung wieder zusammenschließen. Die „Schaufel“ selbst wies nur geringe Anfressung auf.

Den Beginn desselben Vorganges an einer anderen Glasplatte zeigt Abb. 13 bei größerem Anstellwinkel. Die für Abb. 12 beschriebenen Erscheinungen finden sich auch hier: Die stärksten Anfressungen liegen wieder beträchtlich hinter der Schaufel. Die Lupe läßt jedoch erste Anfressungen auch dort erkennen, wo der vor jedem aus einer Fläche herausragenden Hindernis durch Wirbelablösung sich bildende „Grundwirbel“ sich

strangartig vor die Eintrittskante der Schaufel legt¹⁾. Bei höherer Strömungsgeschwindigkeit (bis zur Größenordnung von 50 m/sek) wurden 15 mm dicke Glasplatten mehrfach nach rund einstündigem Betrieb im Bereiche der mehr oder minder stationären Wirbel trichterartig angebohrt und zum Bruch gebracht.

Diese Erscheinung stellt an Stärke alles in den Schatten,

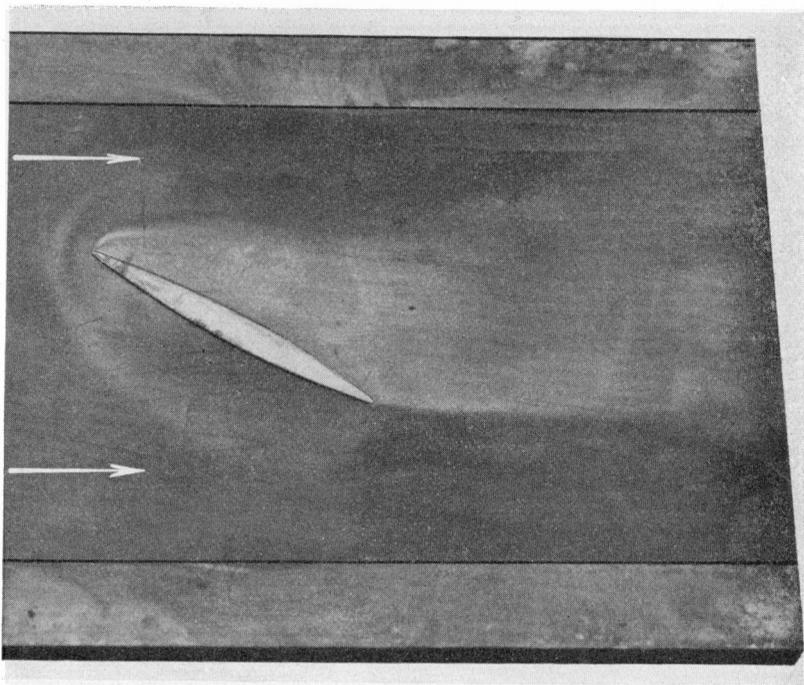


Abb. 13. Beginn der Korrosion an einer Glasplatte (rechte Hälfte)

was je an chemischer oder elektrolytischer Wirkung bei gewöhnlicher Temperatur beobachtet worden ist. Durch die Versuche ist nachgewiesen, daß auch bei den oben genannten Zerstörungen

¹⁾ Über die Theorie dieser eigenartigen, bei Schnee- und Sandverwehungen, vor Pfählen, Brückenpfeilern in Flüssen, auch vor Anhöhen (als „Luvwirbel“) auftretenden zopfartigen Ablösungswirbel hat Verfasser 1915/16 u. a. im Kieler Bezirksverein des V. d. I. ausführliche Bilder vorgelegt. Der Wirbel entsteht durch Ablösung der Strömung von der vor dem Hindernis liegenden Fläche im Bereiche der vorderen Stauzonen; er ist kaum bekannt und scheint auch bei den ursprünglichen Modellversuchen mit Magnus-Rotoren zwischen festen Endscheiben nicht genügend beachtet worden zu sein, wo er eine wichtige Rolle spielt und den Quertrieb stark herunterzieht.

von Metallkörpern eine früher ungekannte und daher unberücksichtigt gebliebene Erscheinung von weit überwiegender Stärke hinzugekommen sein muß, die mechanische Kavitationswirkung.

b) Danziger Versuche. Infolge des Krieges und Nachkrieges blieben die Versuche liegen, bis wir 1922—1924 dem physikalischen Einzelvorgang mit Hilfe reiner Glasapparate zu Leibe gingen¹⁾. An die Hydrantenleitung des Danziger Institutes wurde unter Zwischenschaltung eines Absperrschiebers und Manometeranschlusses eine gläserne Doppeldüse von der in Abb. 14 angedeuteten, schön verjüngten und

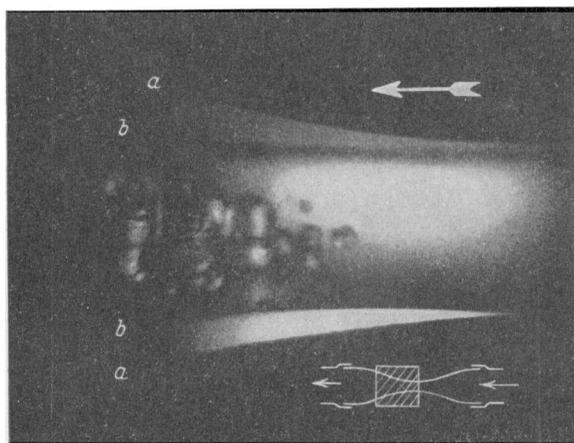


Abb. 14. Kavitation in einer gläsernen Doppeldüse bei Funkenbeleuchtung

schlank erweiterten Form angeschlossen und mit steigenden Wasserdrücken betrieben. Es gelang, darin Kavitation schon bei einem treibenden Gesamtwasserdruck von 3,5—5 m WS (ohne Hinzunahme einer Saughöhe) zu erzeugen. (Neuerdings ist uns die Erzeugung und Projektion der Kavitation in derartigen Doppeldüsen aus Glas schon bei 2 m WS als Vorlesungsversuch gelungen.) Die Abb. 14 und 15 stellen den links von der Einschnürungsstelle liegenden, in Abb. 14 unten durch ein schraffiertes Rechteck angedeuteten Teil der Düse dar. Die Linien bb sind die Außenkanten der runden Düse, die Linien aa die Kanten einer Blende. Abb. 15 gilt für höhere Geschwindigkeit.

¹⁾ Die ersten Studien erfolgten an einem Vorlesungsapparat mit 1,5 PS-Schleuderpumpe und gläserner Doppeldüse.

Die Lichtquelle (Funkenstrecke eines kräftigen Induktors) lag hinter der Glasröhre, der Photographenapparat vor derselben. Die Wassergeschwindigkeit an der Einschnürungsstelle war von der Größenordnung 13—16 m/sek. Die Hohlraumbildung erschien bei mäßigen Geschwindigkeiten zunächst in Form eines mittleren Schlauches, der später verschwand. Darauf traten getrennte Dampfblasen auf, deren Volumen sich im erweiterten Teil der Düse schnell vergrößerte. Sie stürzten nach kurzem Strömungsweg unter harten Schlägen in sich zusammen, wobei die ganze Rohrleitung erschüttert, und sogar noch in dem

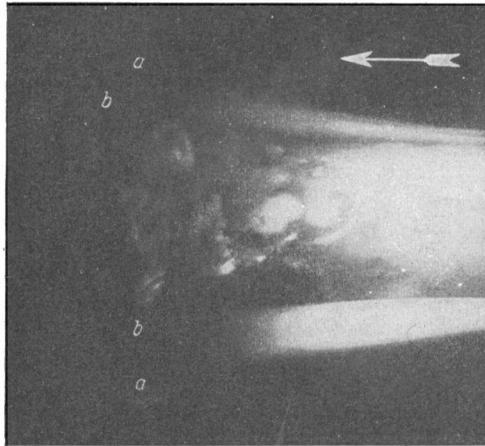


Abb. 15. Kavitation in einer gläsernen Doppeldüse bei höherer Geschwindigkeit

vor der Düse angeordneten Federmanometer heftigste Druckstöße von mehreren Atmosphären erzeugt wurden. Die meisten Düsen brachen daher schon nach 3—5 Minuten Betriebszeit. Diese Versuche gaben ein erstes ungefähres Bild der Größe und Form solcher Kavitationsbildungen bei steigenden Geschwindigkeiten. Der nicht dargestellte Beginn des Vorganges bestand in der Bildung eines ganz dünnen, ringsum laufenden Dampf-gürtels von 3—5 mm achsialer Länge, dicht hinter der engsten Einschnürung, und einem feinen rasselnden Geräusch, wie man es an jeder Wasserleitung beobachten kann. In dieser Form erfolgt der Vorgang auch bei dem oben genannten Vorlesungsversuch.

c) Berliner Versuche (1925). Durch das freundliche

Entgegenkommen von Geheimrat E. Reichel wurden uns weitere Versuche mit den ausgezeichneten Hilfsmitteln der Versuchsanstalt für Wassermotoren (Berlin, Schleuseninsel), ermöglicht. Zur Vermeidung der Zylinderlinsenwirkung runder Glasdüsen und Herstellung der „ebenen Strömung“ wurde zwischen zwei parallelen geschliffenen Glasplatten eine in der Weite verstellbare Doppeldüse rechteckigen Querschnittes (20×12 mm) nach Abb. 16 hergestellt und unter Zwischenschaltung eines Absperrschiebers an die Hochdruck-Windkessel-Leitung angeschlossen. Der Abfluß lag rd. 0,5 m über der Düse. Die Geschwindigkeit wurde zuerst nur mit dem Drosselschieber, später bei voll geöffnetem Drosselschieber durch Änderung des Druckes im Windkessel (bis 5,5 atü) geregelt. Die Aufnahmen sind teils vom Verfasser, teils von Herrn Eicke unter Mitwirkung von Studierenden gemacht. Bei den Versuchen Abb.

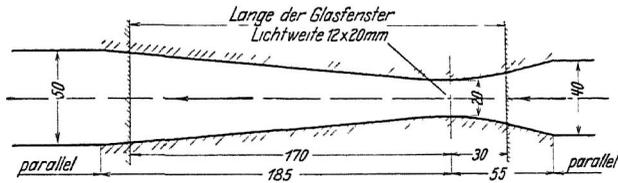


Abb. 16. Ebene Doppeldüse mit Glaswänden

17 a—17 d war die mit einer Wommelsdorfschen Influenzmaschine und 5 großen Leydener Flaschen erzeugte Funkenstrecke ca. 50—60 cm hinter der Düse aufgestellt; die Aufnahmen wurden auf Vorschlag von Professor Mieth e als Schattenaufnahmen auf eine dicht an die Düse gelegte Platte durchgeführt.

Bei den Aufnahmen Abb. 18 e—18 k dagegen wurde eine in 5 Einzelfunken von 5—6 mm Länge zerteilte Funkenstrecke der gleichen Maschine rd. 20 mm hinter und oberhalb der Düse erzeugt, während die Aufnahme durch eine etwa 30—40 cm vor der Düse aufgestellte Kamera geschah. Dadurch wurden auch die Feinheiten der Draufsicht im Bilde festgehalten. Das durch die Saugleitung der Hochdruckanlage aus dem Landwehrkanal entnommene Wasser war in Anbetracht der Jahreszeit besonders unrein, so daß die Bahnen der mitgeführten Schmutzteilchen, ohne Luftblasen, dem bloßen Auge als Stromlinien sichtbar waren.

Die Aufnahmen Abb. 18 e—18 k sind hinsichtlich der Gestalt der Blasenoberfläche von denen der Abb. 14 und 15 erheblich

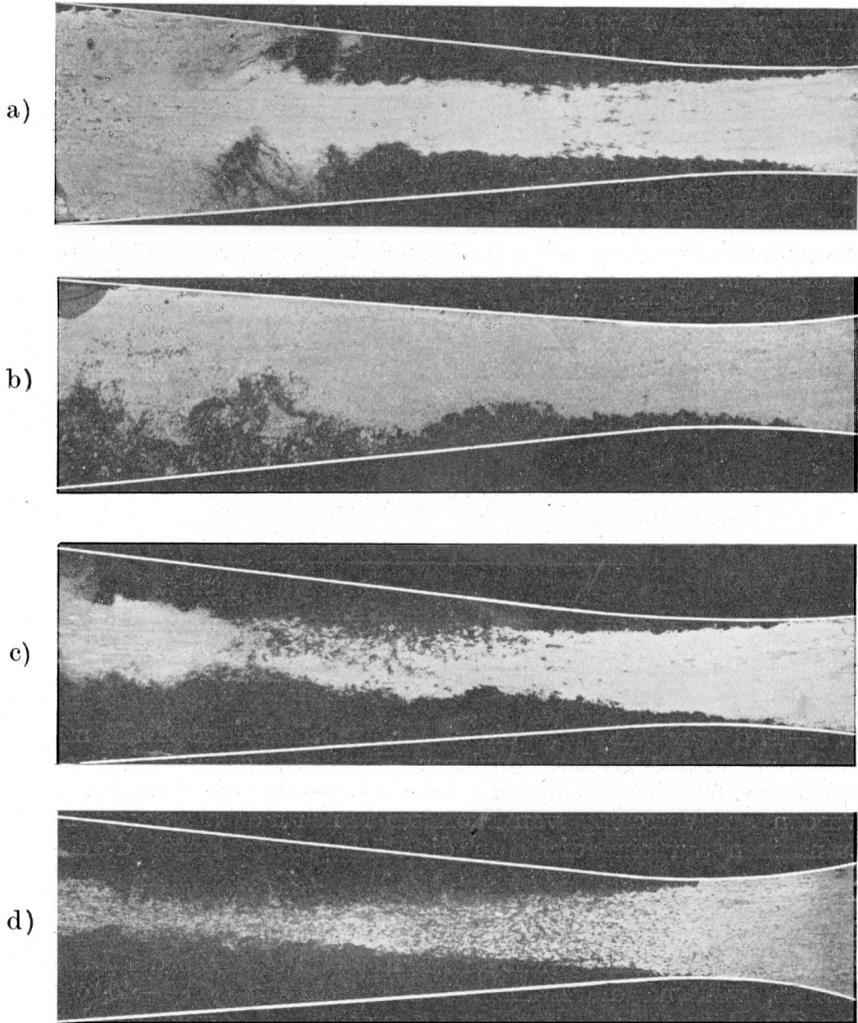
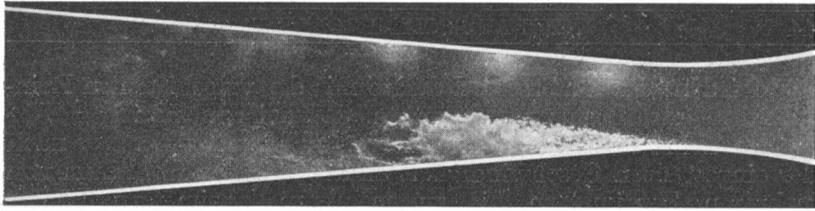


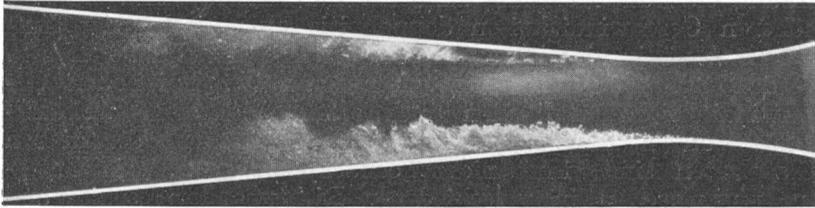
Abb. 17 a—d. Kavitation in der Doppeldüse (Abb. 16). Schattenaufnahmen bei steigender Geschwindigkeit (bezogen auf den engsten Querschnitt) mit einfachem Funken

Abb. 18 e—k der folgenden Seite. Kavitation in der Doppeldüse (Abb. 16). Kamera-Aufnahmen mit fünffach unterteilten (vgl. Bild e und h), hinter der Glasplatte verdeckt erzeugten Funken bei Geschwindigkeiten im engsten Düsenteil von rund 14—35 m/sek

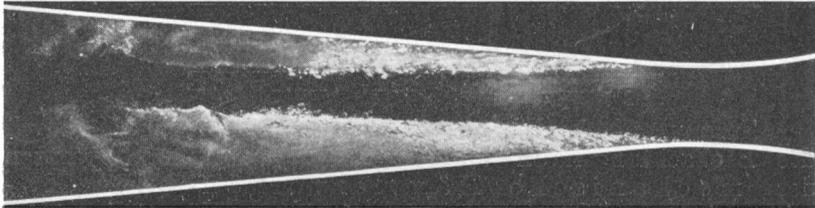
(e bei 14, f bei 18, g bei 21, h bei 23, i bei 24,5 und k bei 35 m/sek)



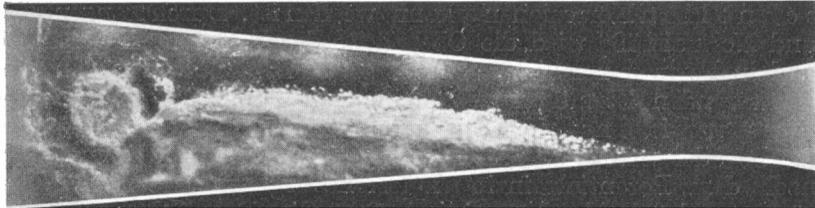
e)



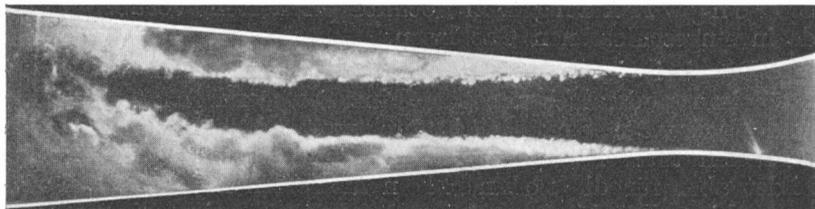
f)



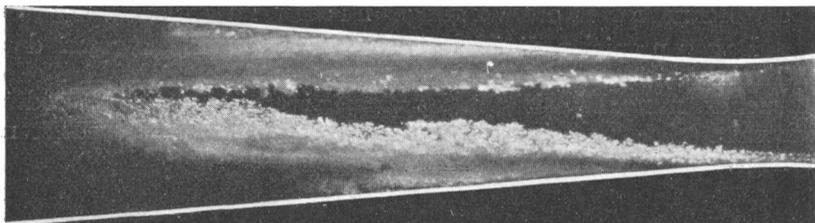
g)



h)



i)



k)

verschieden; der Unterschied dürfte mit der verschiedenen Reinheit des Wassers zusammenhängen, das bei den Danziger Versuchen Trinkwasser, hier unreinstes Flußwasser war. Je nach der eingestellten Geschwindigkeit ändert sich der Hohlraum von mehreren Zentimetern bis zu mehreren Dezimetern Länge. Häufig trat die Ablösung zunächst nur einseitig und erst bei höheren Geschwindigkeiten doppelseitig auf; doch zeigt Aufnahme h völlig einseitige Ablösung noch bei rund 23 m/sek, so daß mit starker Labilität zu rechnen ist. Bei hohen Geschwindigkeiten entstanden auch starke Geräusche und Erschütterungen, die zur Vorsicht zwangen; Brüche der dicken Glasplatten sind bisher nicht beobachtet worden. Die Untersuchungen sollen in verschiedener Richtung fortgesetzt und erweitert werden; solche an Betondüsen sind im Gange.

ERGEBNISSE DER VERSUCHE

Zusammenfassend kann ausgesprochen werden, daß durch die Beobachtungen an unseren verschiedenen Glasapparaten der mechanische Hämmervorgang der Kavitation als notwendige primäre Ursache der schnellen Korrosionen erkannt worden ist. Durch Tangential- und Normalstöße wird die Oberfläche der Wandungen ermüdet und in Form feiner Trichter ausgebrochen; dadurch werden die verheerenden Zerklüftungserscheinungen durch die hohe Strömungsenergie eingeleitet und immer mehr beschleunigt. Jede Grube oder Spalte schafft neue Angriffstellen für die ungefähr nach dem Potentialprinzip explosionsartig anwachsenden Verzögerungsdrücke und gewissermaßen die Bohrlöcher für die Sprengwirkung von hochkomprimierten, vorübergehend darin eingeschlossenen Gasblasen.

Die bei einzelnen Metallen und Flüssigkeiten als Folgeerscheinung oder Nebenursache hinzukommende chemische und galvanische Wirkung wird natürlich durch den schnellen Massenaustausch in starkem Maße gesteigert; sie bildet aber für die schnellen Korrosionen keine notwendige Bedingung und vermag, für sich, die tausendfache Schnelligkeit der Vorgänge nicht zu erklären.

Dagegen spielen die Materialeigenschaften in bezug auf das Verhalten bei höchster Beanspruchung eine sehr erhebliche Rolle (Bruchdehnung, Plastizität). Ungünstig ist in jedem Falle sprödes Material (Glas, Gußeisen), das den Dauerschlägen am schnellsten erliegt.

Die primäre Ursache, die Kavitation, erscheint an drei notwendige Bedingungen geknüpft:

1) hohes Vakuum, das zur Folge hat, daß die Flüssigkeitsteilchen ihr Volumen durch Gasabscheidung und hauptsächlich Dampfbildung beliebig vermehren und plötzlich wieder vermindern können, und daß infolge des Wegfalles nennenswerter Gaspufferung beim Zusammenstürzen der Blasen auf das Grenzvolumen Null fast explosionsartige Stoßdrücke entstehen.

2) Genügend hohe Geschwindigkeiten, welche bei dem verdichtungsstoßartigen Vorgang die in zerstörende Formänderungsarbeit sich umsetzende Stoßenergie liefern..

3) Die räumliche Möglichkeit der Volumensteigerung in sich erweiternden Strombahnen, weshalb wir die Kavitation stets hinter der engsten Einschnürung finden, wo sie, wesentlich schlimmer als die Grenzschichtreibung, unter Umständen jede Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck verhindert.

HYDRODYNAMISCHE UNTERSUCHUNGEN

Seit den ausgedehnten Erfahrungen mit Turbinenpropellern weiß man, daß die Kavitation hauptsächlich von der Höhe der Geschwindigkeit (welche dort in vielen Fällen flachen Anströmungswinkels einfach durch die Umfangsgeschwindigkeit angenähert werden kann) und von der Form der Flügel oder Schaufeln einschließlich des Anstellwinkels, d. h. von der Verwirklichung „stoßfreien Eintritts“, abhängt¹⁾. Je nach dieser Anstellung, der Zuschärfung und Rundung, übersteigt die größte im Gesamtquerschnitt auftretende Geschwindigkeit mehr oder weniger den Betrag der mittleren oder der im Unendlichen vorhandenen ungestörten Zuströmungsgeschwindigkeit. Wir wollen nachstehend diesen Überschuß als Prozentsatz des ungestörten Wertes v_∞ angeben und von einer „Übergeschwindigkeit von 20%“ usw. sprechen.

Da die Kavitation nicht von der mittleren, sondern von der höchsten Relativgeschwindigkeit abhängt, so ist es notwendig, die Größenordnung der „Übergeschwindigkeit“ wenigstens einigermaßen auf theoretischem Weg vor dem Versuch oder der Großausführung abschätzen zu können. Die für den Konstrukteur unentbehrliche und tausendfach bewährte „Theorie des mittleren Wasserfadens“ gibt hierüber natürlich keinen Aufschluß, wohl aber vermag man in jedem Falle

¹⁾ D. W. Taylor, Speed and Power of Ships, S. 183, 1910, New York. Verfasser vermag sich allerdings nicht allen Ansichten Taylors über Kavitation anzuschließen.

eine hinreichend sichere graphische Abschätzung durch Aufzeichnen eines Strom- und Potentialliniennetzes zu gewinnen. wie dies für den Turbinenbau zuerst in den grundlegenden Arbeiten von Prasil¹⁾ und von Mises²⁾ geschehen und vom Verfasser und seinen Mitarbeitern seit 1907 bei den Entwürfen von Turbotransformatoren und Turbopumpen ständig verwendet worden ist. Diese Verfeinerung der alten Stromfadentheorie hat sich bei vorsichtiger Kritik seit Jahrzehnten nach jeder Richtung bewährt und kann daher für Gewinnung vertiefter Einblicke in die wirklichen Strömungsvorgänge angelegentlichst empfohlen werden.

Insbesondere läßt sich dieselbe auch auf Propeller-turbinen nach Kaplan usw. zur Ermittlung der dortigen, sehr unbestimmt scheinenden Geschwindigkeits- und Druckverhältnisse, d. h. der Kavitationsgefahr, anwenden.

a) Hydrodynamische Bedingung „stoßfreien“ Ein- und Austritts. Das „Übertreiben“ der Winkel. U. a. wurde Verfasser durch diese Methode (graphische Integration mit Hilfe des Potential- und Stromliniennetzes) 1910/11 auf die neuere, verfeinerte „Bedingung stoßfreien Eintritts“ für wirkliche, endlich dicke, vorn keilartig zugeschärft oder abgerundete Turbinenschaufeln von endlicher Zahl und Teilung geleitet.

Während es bis dahin für richtig galt, die „rechnungsmäßigen“ Schaufelwinkel auch bei endlicher Schaufelzahl unkorrigiert in Metall auszuführen, führten diese Netzkonstruktionen zu Korrekturen, die in einem Vortrag „Über die physikalischen Grundlagen der Turbinen- und Propellerwirkung“ (bei Gründung der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt, Göttingen 1911³⁾), veröffentlicht und dort als „Übertreiben“ der Winkel bezeichnet wurden. Dieses verfeinerte Prinzip der Schaufelausbildung ist seitdem mit bestem Erfolg bei Konstruktion von Turbomaschinen zur Erzielung richtiger Leistungsaufnahmen und Förderhöhen, und zur Verringerung der „Übergeschwindigkeiten“ angewendet worden.

Nach ihm läuft die Forderung „stoßfreien Eintritts oder Aus-

¹⁾ Über Flüssigkeitsbewegungen in Rotationshohlräumen. Schweizerische Bauzeitung, Zürich. Bd. 41, Nr. 19—26. Auch als Sonderdruck, desgl. Bd. 48, Nr. 23—25.

²⁾ Theorie der Wasserräder. S. 34—55 und 102. Teubner 1908.

³⁾ Siehe „Verhandlungen von Vertretern der Flugwissenschaft“, Oldenbourg 1912, S. 38, insbes. Abb. 3 und 4; auch ausführlicher in Zeitschr. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt. 1912, S. 233 und 245. Die ersten Mitteilungen erfolgten in Vorlesungen 1910/11 in Danzig und an meine Mitarbeiter.

trittes“ darauf hinaus, die Schaufel (als Teil eines solchen Stromliniennetzes) so zu gestalten, daß die Verzweigungsstromlinie ohne Knick stetig in die Mittel­fläche (das Skelett) der endlich dicken Schaufel übergeht, oder mit anderen Worten, daß der Verzweigungspunkt auf die Schaufelmittel­fläche fällt.

Die dem genannten Vortrag entnommenen Abb. 19 und 20

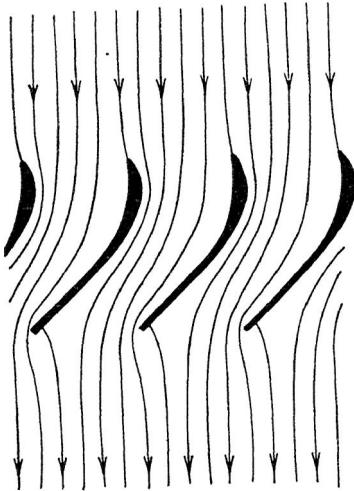


Abb. 19. Formgebung endlich dicker Schaufeln für „stoßfreien Eintritt“ (im hydrodynamischen Sinn). Der Austritt zeigt die „Initialströmung“ im ersten Abschnitt schnellen Anfahrens

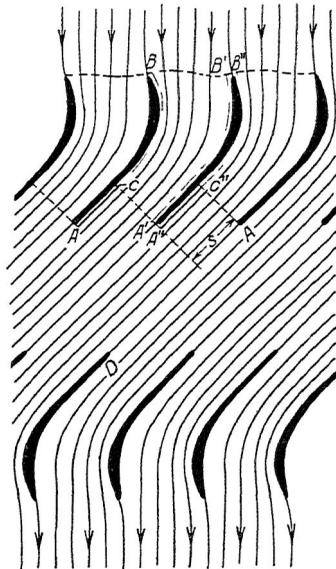


Abb. 20. Fertige (abgelenkte) Strömung in der nach Abb. 19 geformten Schaufelreihe. Unten symmetrische Zurücklenkung

geben Beispiele solcher Formgebung. Die erste zeigt, wie ungefähr eine senkrecht ankommende Strömung bei der gezeichneten Schaufeltiefe, -teilung und -dickenverteilung durch „Über­treiben“ des Eintrittswinkels „stoßfrei“, im neuen hydro­dynamischen Sinne, aufgefangen werden muß, wenn Wirbel­bildung durch Grenzschichtablösung oder gar Kavitation hinter der Eintrittskante vermieden werden soll. Die untere Hälfte dieser Abbildung zeigt die Gestalt der Strömung unmittelbar nach dem „Anfahren“, d. h. nach Eintritt der

„Initial“- oder Potentialströmung in den gefüllt gedachten, ruhenden Kanälen. Das scharfe Umbiegen der hakenförmig abgehenden Verzweigungsstromlinie führt zu sofortiger Ablösung durch Grenzschichtreibung oder Kavitation, worauf die Strömung in die spätere, abgelenkte Turbinenströmung übergeht (Abb. 20).

Diese gibt in der Mitte die fertige schräge Strömung und unten deren Wiederumlenkung in die senkrechte Richtung wieder, mit „übertriebenen Winkeln“. Die Notwendigkeit der letzteren kann man sich etwa damit klarmachen, daß die Schaufelwände unmittelbar nur auf je eine anliegende dünne Flüssigkeitsschicht wirken, während alle mittleren Stromfäden weniger abgelenkt werden und „auskneifen“¹⁾.

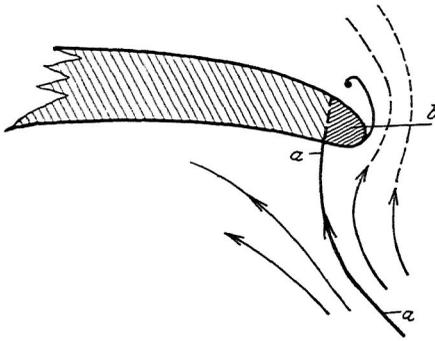


Abb. 21. Hakenförmige Verzweigungsstromlinie (a) mit Reibungs- oder Kavitationsablösung an einem Joukowski-Profil

b) Vernachlässigung hydrodynamisch „stoßfreien“ Eintritts. Beispiele nach Blasius und Joukowski. Bemerkenswert ist, daß jede andere, der obigen Vorschrift widersprechende Schaufelform der Ausbildung von Ablösung (d. h. Wirbeln) durch Grenzschichtreibung oder Kavitation Vor-schub leistet (Abb. 21).

Das gilt z. B. von einzelnen Schaufelformen, die Blasius in einer schönen und mathematisch wertvollen Studie „Stromfunktionen für die Strömung durch Turbinenschaufeln“²⁾ dargestellt hat, insbesondere seinen dortigen Abb. 7, 9 und 10. Blasius ist unabhängig vom Verfasser auf dasselbe Prinzip des „Über-treibens der Winkel“ durch funktionentheoretische Abbildungen gekommen; aber die analytische Methode hat auf sehr ungünstige Formen mit scharfen, knickartigen Umlenkungen am Schaufeleintritt geführt, welche bei Berück-

¹⁾ Abb. 20 diente in der Originalabhandlung nur zu theoretischen Überlegungen; eine praktische Schaufelform zur Umlenkung der schrägen Strömung in die senkrechte Richtung unter gleichzeitiger Verzögerung müßte wesentlich sanftere Krümmung und längere Auslaufenden aufweisen.

²⁾ Zeitschr. f. Math. und Physik, 1912, Heft 4, S. 354—372; auch abgekürzt in Physikal. Zeitschr., 1911, S. 1177—1179.

sichtigung von Reibung und Kavitation sehr starke Ablösungen ergeben würden und daher für die Praxis völlig ungeeignet wären. Das scheint übrigens in bezug auf die Reibung auch Blasius selbst befürchtet zu haben.

Ein anderes Beispiel für die Behauptung des vorletzten Absatzes bilden die sonst sehr schönen und der Berechnung leicht zugänglichen Joukowsky - Profile¹⁾. Bei vielen Anstellwinkeln und Formen derselben (namentlich schwächeren Profilen) läuft die Verzweigungsstromlinie *a* hakenförmig gegen die hier kreisbogenförmige Mittellinie des Flügels unter einem erheblichen Winkel an (bis fast 90°) (Abb. 21). Demnach der Eintrittskante zu, hier rechts gelegene Teil der Strömung kann aber in der Nähe des Flügels aufgefaßt werden als Normalströmung um den eng schraffierten flach elliptischen (bei dünnen Profilen sogar plattenähnlichen) Halbkörper, der in Abb. 22 zur Verdeutlichung des Strömungsbildes zu einem Vollkörper ergänzt ist. Hier erkennt man die ungünstige Wirkung durch sofortige Wirbelablösung oder Kavitation unmittelbar nach dem Anfahrvorgang, genau wie bei jedem, hinten derartig stumpfen Körper.

Natürlich wird der Verlust durch Wirbelbildung dadurch gemildert, daß die weiter nach rechts liegenden Stromfäden die

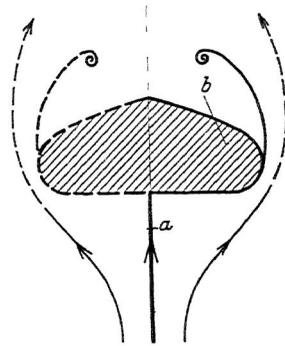


Abb. 22. Ergänzung des engschraffierten „Halbkörpers“ der Abb. 21 zu einem symmetrischen Vollkörper (Erläuterung der Ablösung bei „nichtstoßfreiem“ Eintritt)

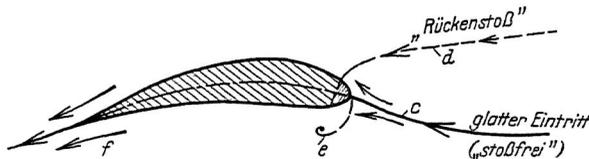


Abb. 23. Hydrodynamisch „stoßfreier“ Eintritt und „Rückenstoß“ (punktiert)

abgelöste Zone wieder nach links hin zu drücken, also zu verkleinern suchen; dafür aber wirkt das dauernde Hin- und Herspielen jeder solchen Verzweigungsstromlinie wieder im ungünstigen Sinn einer periodischen „Verbreiterung“ der „äquivalenten Platte“.

Abb. 23 zeigt einerseits, wie durch richtig gewähltes „Ü b e r -

¹⁾ Beispiele und Literatur sind weiter unten gegeben.

treiben“ des Eintrittswinkels der glatte oder „stoßfreie“ Eintritt im neuen Sinne erzielt wird (Stromlinie *c*), andererseits, wie bei zu starker Übertreibung oder zu großer Schaufelgeschwindigkeit sich der „Rückenstoß“ (Stromlinie *d*) mit Wirbelablösung nach der anderen Seite (*e*) ausbildet.

In jedem Falle sind die entstehenden Wirbelverluste ungefähr der halben „äquivalenten Plattenbreite“ proportional.

Die besprochene, namentlich in bezug auf K a v i t a t i o n s - g e f a h r ungünstige Eigenschaft vieler derartiger Profile kann gemildert oder beseitigt werden durch stärkere Abrundung und durch Veralgemeinerung des Joukowskyschen Gedankens: Übergang vom Kreisskelett zum parabolischen, elliptischen oder sonstwie stetig wechselnd gekrümmten Skelett.

c) Ein gefährlicher Denkfehler. Unabhängig von jeder starren analytischen Formgebung wird aber das durch lange Strömungsbeobachtungen in der Natur und durch gerechnete oder graphisch ermittelte Stromlinien geschulte Auge des Konstrukteurs leicht schon beim ersten Entwurf die grössten Fehler vermeiden und durch die genannten graphischen Methoden (Strom- und Potentialliniennetze) seine ersten Annahmen schrittweise verfeinern, ohne in den heute vielverbreiteten, fundamentalen Irrtum zu verfallen, als ob die analytisch faßbaren Formen auch physikalisch-technisch richtig oder gar überlegen wären. Das entspräche einer vollständigen Verkennung der wirklichen Aufgabenstellung; vielfach ist das Gegenteil der Fall, sind die einfach rechnerisch faßbaren Formen ganz ungeeignet, nämlich dann, wenn sie die physikalischen Forderungen vernachlässigen in bezug auf Wirbel- und Kavitationsablösung usw.

Wohl aber eignen sich solche Formen oft hervorragend, um erste zahlenmäßige Anhaltspunkte für die Einfühlung, für nachherige Variation, und nötigenfalls erste Rezepte für den Neulief zu liefern.

d) „Übergeschwindigkeiten“ an Joukowsky-Profilen. Insbesondere eignen sich die Joukowskyprofile, deren Form ja durch Angabe von 3 Größen festliegt, dazu, für jeden Anstellwinkel die für die Kavitation maßgebenden, oben definierten „Übergeschwindigkeiten“ und Unterdrücke verhältnismäßig leicht und schnell auf analytischem oder graphischem Wege zu berechnen. Beispiele hierfür sind in den beiden Arbeiten von Blumenthal „Über die Druckverteilung längs Joukowskyscher Tragflächen“ und Trefftz „Graphische Konstruktion Joukowskyscher Tragflächen“, Zeit-

schrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 1913. S. 125 und 130 gegeben, nach denen Abb. 24—27 umgezeichnet sind.

Die Geschwindigkeitsverteilung um verschiedene derartige

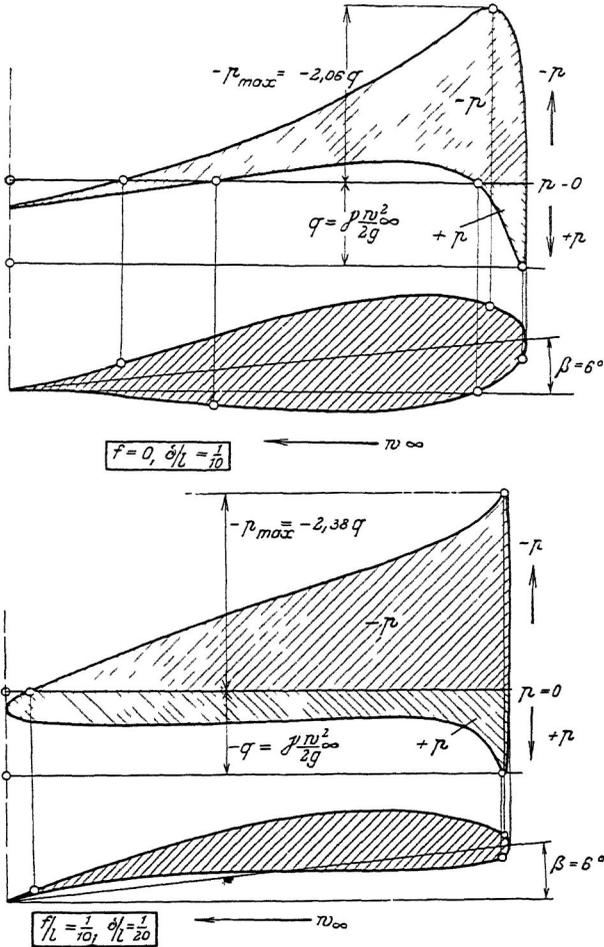


Abb. 24 und 25. Druckverteilung um Joukowski - Profile

Profile wurde nach der Methode der konformen Abbildung berechnet. Die für die Kavitationsgefahr maßgebenden größten Druckabsenkungen $-p_{max}$ sind leicht als Bruchteile des Staudruckes $q = \gamma \frac{v^2}{2g}$ der mit der ungestörten Relativgeschwindigkeit

$v = w_\infty$ anströmenden Flüssigkeit aus den dortigen Beispielen zu entnehmen:

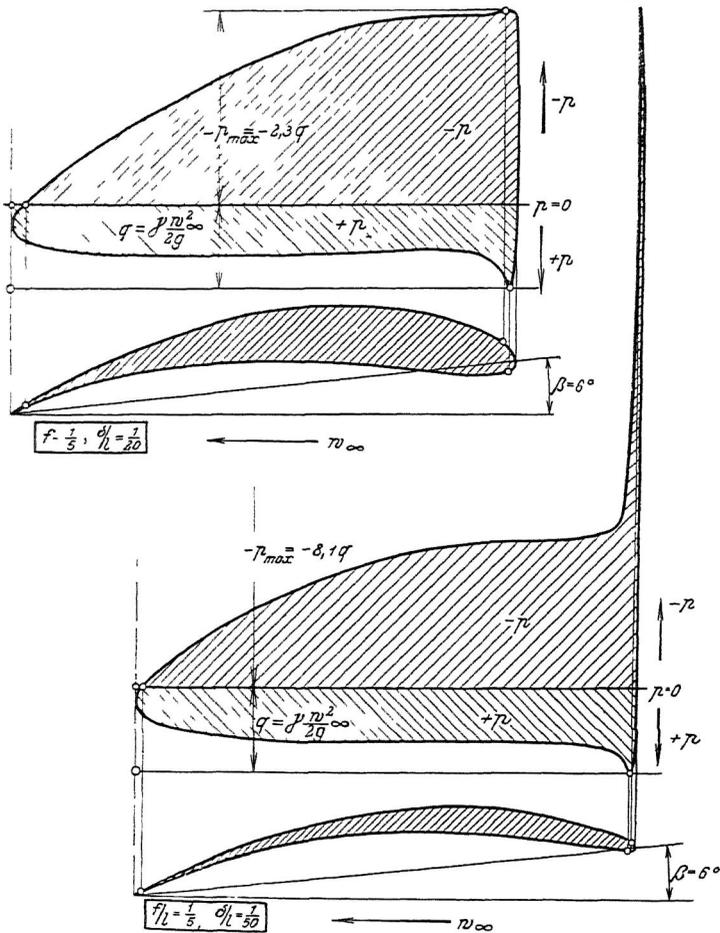


Abb. 26 und 27. Druckverteilung um Joukowsky - Profile

Die Ordinaten geben das Verhältnis der Quadrate $\frac{w^2}{v^2}$ der örtlichen Relativgeschwindigkeit w zur Anströmgeschwindigkeit $v = w_\infty$ und sind daher zur Entnahme der Druckunterschiede geeignet. Die Ordinate $\frac{w^2}{v^2} = 1$ entspricht dem un-

gestörten Anströmdruck im ∞ für $w = w_\infty$ (bei Tragflügeln dem Luftdruck), der hier einfach $p = 0$ gesetzt ist; sie scheidet also das obere Unterdruckgebiet von dem unten liegenden Überdruckgebiet.

Die größten Unterdrücke $-p_{\max}$ würden bei unbegrenzter, reibungs- und kavitationsfreier Strömung für die in Abb. 24—27 unter dem Winkel $\beta = 6^\circ$ angeströmten Profile der Reihe nach

206, 238, 230 und 810 v. H.

des Staudruckes $q = \gamma \frac{w_\infty^2}{2g}$ betragen. Die einzelnen Profile sind daher nicht nur in bezug auf Seitenkraft (Auftrieb = Druckintegral längs des Umfanges = Inhalt der Druckkurvenfläche) erheblich verschieden, sondern auch in bezug auf K a v i t a t i o n s g e f a h r.

Dabei ist die Frage aufzuwerfen, ob die Größe des lokalen Unterdruckes schon für sich zur Beurteilung dieser Gefahr genügt. Verfasser ist der Auffassung, daß daneben noch die räumliche Ausdehnung des betreffenden Unterdruckgebietes und seine besondere Lage im Gesamtstromliniennetz eine gewisse Rolle spielt, außerdem auch die „Empfindlichkeit“ $\frac{d\phi}{d\beta}$ des Unterdruckes ϕ gegenüber den unvermeidlichen Schwankungen $d\beta$ des Anström winkels infolge von Turbulenz, Ungleichmäßigkeit des Propellervorstroms oder Regelungsvorgängen usw.

Die Abb. 24—27 bestätigen die bei Propellern usw. lange bekannte Tatsache, daß der weitaus überwiegende Teil des Schaufeldrucks dem Unterdruck zuzuschreiben ist, daß es daher überwiegend auf richtige Ausbildung der stärker gewölbten Saugseite ankommt, und daß je nach Art der Abrundungen mit sehr erheblichen „Übergeschwindigkeiten“ und Unterdrücken nahe der Eintrittskante zu rechnen ist, so daß die Gefahr einer Ablösung der Strömung bei nicht genügendem „Halte druck“ ($\phi - \phi_a$) sehr nahe liegt.

e) „Übergeschwindigkeiten“ an Schaufel eintrittskanten oder Schiffsbugformen. Nach diesen Ergebnissen schien es ratsam, besonders bei den schnelllaufenden Primärrädern von Turbotransformatoren und -Pumpen der Druckverteilung um die Schaufel eintrittskanten erhöhte Beachtung zu schenken. Die Strömung kommt in ihrer Nähe mit kleinster Gesamtenergie H_0 (Gl. 2 a, S. 17) an; die Schaufelkanten hauen gewissermaßen

beilartig in die nur lose, mit kleinstem „Haltedruck“ ($p - p_a$) zusammenhängenden Flüssigkeitsklumpen ein.

Auch wenn die Schaufelenden nach bewährten Regeln von Prasil, Lorenz und Wagenbach „arbeitsfrei“ ausgebildet sind, so daß die zusätzlichen, durch die Arbeitsübertragung bedingten Druckunterschiede erst in nachfolgenden Schaufelbezirken beginnen, auch dann ist mit erheblichen Unterdrücken durch die endlich dicke und mehr oder minder stumpfe „Beilform“ der Eintrittskanten zu rechnen. Diese besonderen, bis dahin unbeachteten Druckabsenkungen sollten zur Ergänzung der S. 34 beschriebenen Kavitationsversuche wenigstens schätzungsweise berechnet werden, um bei den oben erwähnten 20 000 PS Turbotransformatoren die sonst üblichen „praktischen Erfahrungen“ durch richtige Formgebung von vornherein zu überspringen.

Die Einzelausführung oblag meinen Mitarbeitern, Assistent Stedefeld (1914) und Eicke (1924) in Danzig.

Als Grundlage diente dem Schiffbau entnommene Quell-Senken-Methode von Rankine¹⁾, welche durch das grundlegende Buch von Lancheester über Aerodynamik (1907), übersetzt von Runge-Göttingen, weiteren Kreisen bekannt geworden und auch von Dr. Fuhrmann in seinen Ballonuntersuchungen²⁾ verwendet worden ist. Über die Verwertung von Quellen und Senken, sowie Wirbeln für derartige Probleme der technischen Hydrodynamik überhaupt, wie über die Rankine-Methode im besonderen, hat Verfasser in dem eingangs genannten Vortrag 1924, S. 302—308 näheres ausgeführt.

In Abb. 28 sei ein Quelfaden (rechts) und ein gleichstarker Senkenfaden (links) in der Mittelachse einer von rechts kommenden Transportströmung angeordnet. Die beiden Fäden für sich würden zusammen das bekannte Kreisbüschel als Stromlinien ergeben. Die Zufügung der Transportströmung liefert jedoch das gezeichnete Strombild, welches an den Stellen a und b sog. singuläre Punkte, nämlich „Staupunkte“ hat, an welchen die Strömung sich verzweigt und gleichzeitig einen kurzen Augenblick zur Ruhe kommt. Zwischen a und b liegt eine stark ausgezogene Grenzstromlinie von ovaler Gestalt, welche das Strombild in zwei scharf unterschiedene Teile trennt: alle Stromlinien des Außenraumes umfließen dieses Oval, alle Stromlinien des Innenraumes bleiben innerhalb desselben, stellen also die nunmehr begrenzte Quell-Senkenströmung dar.

¹⁾ Rankine, „On plane Water-Lines in two Dimensions“, Philos. Trans. 1864. Dgl. 1871, S. 267. Dgl. „The Engineer“, 16. Okt. 1868.

²⁾ Dissertation Göttingen 1911.

Bei reibungsfreier Flüssigkeit oder in allen Fällen von Initialströmung (solange Ablösungswirbel noch nicht gebildet sind) kann man sich längs dieses Ovals eine feste Wand und innerhalb derselben die gesamte Innenströmung wieder beseitigt denken. Die Außenströmung bleibt dann völlig unbeeinflusst, da jetzt gewissermaßen die Wand in bestimmter Weise das Quellsystem ersetzt.

Ordnet man statt eines einfachen Quellfadens beliebige, entgegengesetzt gleiche Quell-Senkensysteme an, so läßt sich nach dieser *R a n k i n e - M e t h o d e* jede beliebige Form der umströmten Kontur erzeugen und mit verhältnismäßig einfachen,

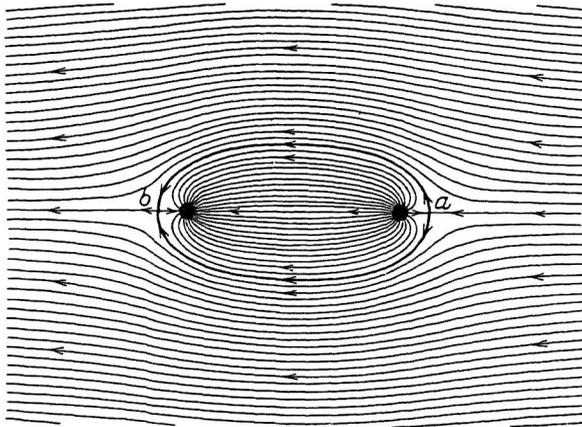


Abb. 28. Ersatz eines umströmten zylindrischen Körpers durch ein inneres Quellen- (rechts) und Senken- (links) System (nach *R a n k i n e*)

graphischen oder sonstigen Rechnungen die Stromlinienform und die Geschwindigkeit ermitteln.

Leider ist die Umkehrung: zu einer gegebenen Konturform die zugehörige unbekannt „Quellecharakteristik“ zu ermitteln, nicht lösbar. Doch läßt sich durch *s y s t e m a t i s c h e V a r i a t i o n* der Quellverteilung aus einer vorhandenen Konturform allmählich jede andere gewünschte ableiten, indem man die Kontur an den gewünschten Stellen durch Zufügung positiver Quellen „auspolstert“ oder durch Zufügung von Senken „einbeult“ oder „zusammensaugt“.

Verfasser hat 1923/24 auch Maschinen, die sogenannten „*V e k t o r - I n t e g r a t o r e n*“, entworfen und gebaut, welche die entstehenden Stromlinien, Potentiallinien oder Geschwindig-

keiten durch bloßes Umfahren der „Quellcharakteristik“ selbsttätig berechnen¹⁾.

Nach diesem Verfahren gelingt es analytisch, graphisch oder maschinell, die abgerundeten oder zugeschärften Eintrittskanten

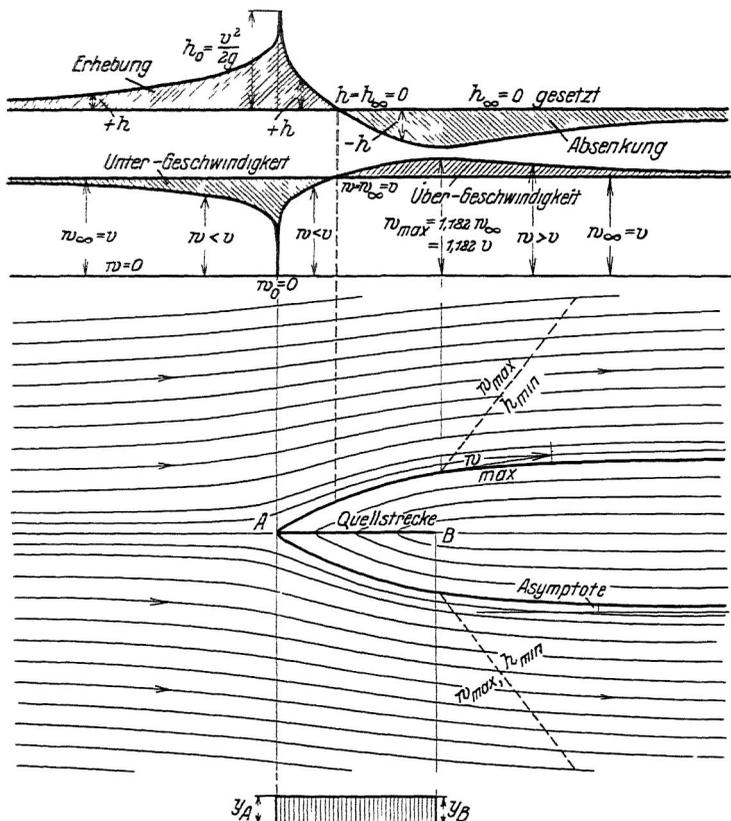


Abb. 29. Ermittlung der Unterdrücke an einer endlich-dicken Schaufel-eintrittskante nach der Quellmethode. Quellcharakteristik AB von Rechteckform

von Turbinen- oder Zentrifugalpumpen-Schaufeln durch stetige Aneinanderreihung von Quellfäden beliebiger Stärke (y_A , y_B Abb. 29 und 30) nachzuahmen.

¹⁾ Nähere Angaben finden sich im Verhandlungsbericht des Delfter Kongresses für Technische Mechanik (1924), S. 215 und im erstgenannten Vortrag des Verfassers S. 308—318.

Abb. 29 gibt die Form der zustandekommenden Schaufeln für den Fall einer streifenförmigen Quellstrecke AB von konstanter Stärke, die Außen- und die (unerheblichen) Innenstromlinien, sowie die zugehörige Relativgeschwindigkeit w längs

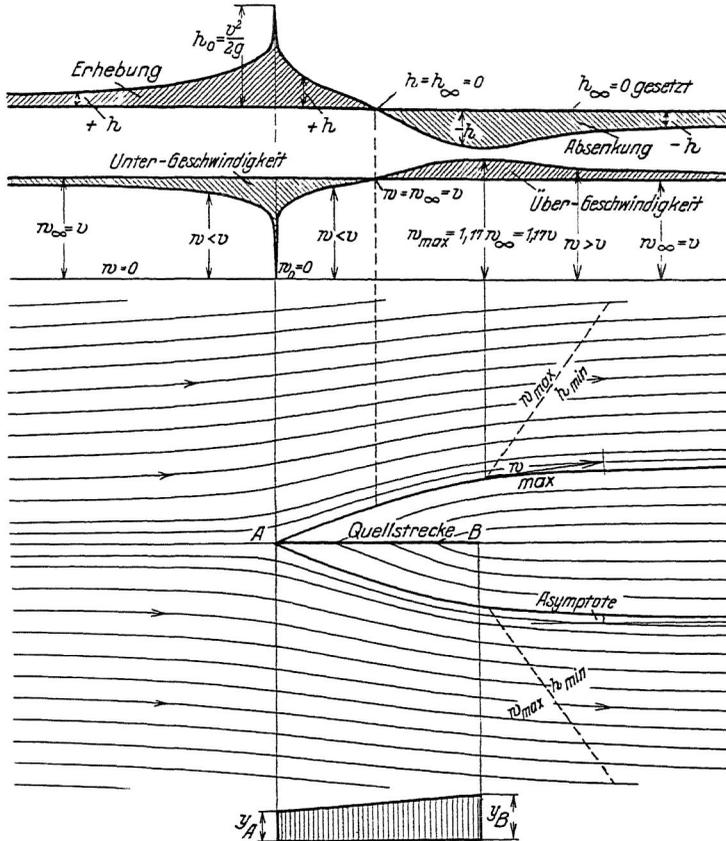


Abb. 30. Unterdrücke bei trapezförmiger Quellcharakteristik AB (ähnlich Abb. 29)

der Verzweigungsstromlinien (d. h. auch der Wand), im Vergleich zur relativen Wassergeschwindigkeit im Unendlichen ($w_\infty = v$). Man erkennt, daß vor der Schaufelkante die Stromlinien sich verbreitern, die Geschwindigkeit w daher absinkt und am Staupunkt A sogar den Wert $w_0 = 0$ erreicht, daß jedoch im weiteren Verlauf längs der Schaufel ein Wiederansteigen bis auf den Betrag

$u_{\max} = 1,182 w_{\infty}$ eintritt, also eine „Übergeschwindigkeit“ von 18 v. H.

Aus den Geschwindigkeiten wurden nach der Bernoulli'schen Gleichung die Drücke gerechnet, welche vor der Schaufelkante eine ausgedehnte Stauzone (bei freier Flüssigkeitsoberfläche, z. B. an einem Schiffsbug, eine Erhebung, einen Wellenberg), hinter der Schaufelkante im Bereich der schrägen, punktierten Linie eine Unterdruckzone, bei freier Oberfläche eine Absenkung, ein Wellental) und bei nicht genügendem Gesamtdruck Ablösung und Kavitation ergeben. Die größte Druckabsenkung liegt an der Wand und beläuft sich auf 40 v. H. des der ungestörten Anströmgeschwindigkeit $w_{\infty} = v$ entsprechenden Staudruckes $q = \frac{\gamma v^2}{2g}$ (in den Schaubildern sind die Druckhöhen

$$h_0 = \frac{v^2}{2g} \text{ usw. angegeben).}$$

Das würde bei der oben erwähnten Zuströmgeschwindigkeit von $w_{\infty} = 35$ m/sek an den Eintrittskanten des Primärrades des Torpedojäger-Transformators einen Unterdruck von 2,5 Atm., bei 40 m/sek sogar 3,27 Atm. ergeben! Man erkennt also, wie wirtschaftlich es war, die Größenordnung der zusätzlichen Druckabsenkungen und damit die Kavitationsgefahr sich auf dem billigen theoretischen Wege beizeiten klarzumachen.

Die Form der Schaufelkanten wurde in verschiedenster Weise durch Änderung der „Quell-Charakteristik“ variiert, z. B. nach Abb. 30 mit trapezförmiger Quellstrecke A B. Hier ist die Zuschärfung etwas schlanker, die schräge, punktierte Linie größter Übergeschwindigkeiten liegt etwas weiter zurück; diese betragen nur 17 v. H. der ungestörten Anströmgeschwindigkeit $w_{\infty} = v$. Dementsprechend ist auch die Druckabsenkung ihrer Größe und Ausdehnung nach etwas geringer.

Selbstverständlich haben wir niemals daran gedacht, diese Feinheiten der Zuschärfungsform etwa bei Turbinen oder Turbopumpen¹⁾ in der praktischen Ausführung des Gusses oder der nachfolgenden Bearbeitung verwirklichen zu können: Jede technische Konstruktionsform muß in bezug auf die unvermeidlichen Ausführungs-Ungenauigkeiten und sonstigen „Störungen“ genügend unempfindlich sein. Es sollten lediglich bis dahin (1914) völlig unbekannte Größenordnungen abgeschätzt und namentlich die Frage studiert werden, welchen zahlenmäßigen Einfluß die Variation der Schaufelzuschärfung auf die

¹⁾ Wohl aber ist es möglich, diese Unterschiede der Formen in den großen Ausmaßen eines Schiffsbuges praktisch zu verwirklichen.

Kavitationsgefahr ausübt, ob nennenswertes damit herauszuholen ist. Zum Lobe gesunder Theorie sei auch hier erwähnt, daß auf diesem Wege gerade in den denkbar extremsten Fällen (der Torpedojäger-Transformatoren) durch Überlagerung genügend hohen äußeren Druckes („Rückförderdruckes“) über geeignete Stellen der Kreislaufströmung jede üble Kavitationserscheinung von vornherein hintangehalten werden konnte. Natürlich wurde nach der Ausführung durch Änderung des Rückförderdruckes die Kavitationsgrenze auch experimentell ausprobiert, die sich durch beginnendes Rasseln bemerkbar machte.

MODELLGESETZE UND ÄHNLICHKEITSREGELN BEI KAVITATION

sollen entscheiden, wann bei Modellen und Großausführungen von Propellern und Turbinen ähnliche Ablösungen, Hohlräume, Trichterbildungen usw. entstehen. Daneben wünscht man möglichst auch Aussagen darüber, welche Verhältniszahlen der Geschwindigkeiten, Gefälle usw. bei Abweichungen von der Ähnlichkeit bestimmend auf die Kavitation wirken.

Von den in Betracht kommenden drei Modellgesetzen von Froude¹⁾, Reynolds²⁾ und dem der Kapillarität³⁾ wählen wir wegen der dominierenden Bildung freier Oberflächen das erstere aus, das die Wechselwirkung zwischen Trägheitskräften und Schwere behandelt und für beliebige, einander entsprechende Stellen die beiden Forderungen stellt:

$$\text{alle Geschwindigkeiten } v : v' = \sqrt{l : l'} = \sqrt{h : h'} \quad \text{und} \quad (13a)$$

$$\text{alle Druckdifferenzen}^4) \Delta p : \Delta p' = h \rho : h' \rho' \quad (13b)$$

Irgendwelche entsprechenden Vergleichsgeschwindigkeiten müssen sich daher wie die Wurzeln aus entsprechenden Längen, z. B. Gefällen, die entsprechenden Druckdifferenzen bei gleicher Flüssigkeit (Massendichte $\rho = \rho'$) wie die Gefälle oder Stauhöhen $\frac{v^2}{2g}$ oder sonstige entsprechende Höhen, z. B. $\frac{u^2}{2g}$ verhalten. ($u =$ Umfangsgeschwindigkeit.)

¹⁾ D. W. Taylor, Speed and Power of Ships, S. 26, 150, 182. New York und London (Chapman) 1910.

²⁾ Vgl. z. B. M. Weber, Grundlagen der Ähnlichkeitsmechanik. Jahrb. d. Schiffbautech. Ges. 1919, S. 400; auch Lan-ches-ter-Runge, Aerodynamik I, S. 46.

³⁾ M. Weber, S. 412.

⁴⁾ Die Eulerschen Gleichungen enthalten zunächst nur Druckgefälle $\delta p / \delta x$ usw., nicht die Drucke selbst, die damit nur bis auf eine zunächst willkürliche additive Konstante festliegen.

Dazu kommt das Kavitationskennzeichen

$$p - p_a \leq 0, \quad (1) \text{ S. 15}$$

das aussagt, daß eine besondere Druckdifferenz, nämlich der die Teilchen zusammenhaltende restliche „H a l t e d r u c k“ $p - p_a$ p o s i t i v bleiben muß, und das daher jedem p_a einen gewissen äußeren Mindestdruck (z. B. Luftdruck oder Rückförderdruck) als additive Konstante der Fußnote 4, S. 59 zuordnet, wenn an entsprechenden Stellen die Verdampfungsgrenze $p - p_a = 0$; $p = p_a$ erreicht werden soll.

Bezeichnen wir mit $h_u = u^2/2g$ die Geschwindigkeitshöhe der Umfangsgeschwindigkeit u , entsprechend $h'_u = u'^2/2g$, so muß nach (13b) und (1) sein:

$$\frac{p - p_a}{p' - p'_a} = \frac{h_u \gamma}{h'_u \gamma'} \quad \text{oder} \quad \frac{p - p_a}{\gamma u^2/2g} = \frac{p' - p'_a}{\gamma' u'^2/2g} = \text{const} = \kappa \quad (13c)$$

d. h., die „Haltedrucke“ an den gefährlichen Stellen müssen proportional den Höhen $u^2/2g$ sein; nur dann sind die Räder gegen die unvermeidlichen Störungen der Strömung gleich „empfindlich“.

Diese Forderung führt auf eine einfache Maßzahl für Abschätzung der Kavitationsgefahr verschieden schnellläufiger Turbinen bei Statistiken usw.

Die Grundgleichung (6) S. 18 für Laufräder lautet:

$$\frac{p}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma} - (h - h_0) - \frac{w^2 - w_0^2}{2g} + \frac{u^2 - u_0^2}{2g}, \quad \text{daher}$$

$$\frac{p - p_a}{\gamma} = \frac{p_0 - p_a}{\gamma} - (h - h_0) - \dots \dots \dots \quad (6a)$$

Nach (13c) darf für die linke Seite $\kappa u^2/2g$ und für die zwei letzten Glieder (wegen der ähnlichen Geschwindigkeitsdreiecke) $\lambda u^2/2g$ gesetzt werden, daher:

$$\kappa \frac{u^2}{2g} = \frac{p_0 - p_a}{\gamma} - (h - h_0) - \lambda \frac{u^2}{2g}. \quad (14)$$

Als willkürlichen Nullpunkt, etwa bei einer Turbine, wählen wir, wie bei Gl. (4), S. 17 den Unterwasserspiegel, mit $h - h_0 = H_s$ (geodätischer Saughöhe); p_0 sei der Luftdruck, so daß $\frac{p_0 - p_a}{\gamma} = H_a =$ Säule des tatsächlichen Wasserbarometers von der eigenen Dampfspannung p_a und dem spezifischen Gewicht γ , und erhalten:

$$(\alpha + \lambda) \frac{u^2}{2g} = H_a - H_s \text{ oder, mit } \alpha - \lambda = \sigma$$

$$\sigma = \frac{H_a - H_s}{u^2 2g} = \text{const für Modell und Ausführung.} \quad (15)$$

Diese dimensionslose Verhältniszahl ist, unabhängig von jeder besonderen, einschränkenden Annahme über die Strömung nur auf die Druckgleichung für Laufräder und Ähnlichkeitsbetrachtungen begründet.

Über die Modellregel hinaus eignet sie sich auch für technisch-statistische Vergleiche derselben Turbine bei verschiedener spezifischer Drehzahl und sogar verschiedenartiger Turbinen. Die nach H. B. Taylor und L. F. Moody von D. Thoma¹⁾ vorgeschlagene Zahl $\sigma = (H_a - H_s) : H$ (wobei $H =$ Gesamtgefälle) erfaßt unmittelbar nur die statischen Verhältnisse. Gl. 15 berücksichtigt dagegen die in der leicht zugänglichen Umfangsgeschwindigkeit²⁾ zum Ausdruck kommende erhöhte Kavitationsneigung der schnellaufenden Bauarten und versucht auf einfache Weise die theoretischen Erkenntnisse der letzten Abschnitte betreffend „Übergeschwindigkeiten“ usw. zu verarbeiten.

Die Forderungen der Ähnlichkeit bezüglich Kavitation sind oft — zum Teil notgedrungen — außer acht gelassen worden. Z. B. müßte beim gewöhnlichen Modellschleppversuch mit Propellern der Luftdruck im Verhältnis der Propellerdurchmesser vermindert werden³⁾, oder die Großausführung müßte unter entsprechend erhöhten Außendruck gesetzt werden.

Die einzigen dem Verfasser bekannten Fälle der Verwirklichung dieser Grundforderungen geschahen bei den Propellerversuchen, die 1903—1905 an der Stettiner Vulcan-Werft von Dr. Wagner und dem Verfasser teils in einem geschlossenen Umlauftank, teils an einem großen Modellboot angeschlossen wurden⁴⁾. Durch Anschluß an eine Luftpumpe konnte der Luftdruck über dem Tankspiegel teilweise entfernt werden.

¹⁾ D. Thoma, Die experimentelle Forschung im Wasserkraftfach, Beitrag zur Weltkraftkonferenz in London 1924. Zeitschr. d. Vereines deutscher Ingenieure 1925, S. 332.

Schilhansl, Kavitation und Korrosion. Zeitschr. „Die Wasserkraft“ 1925, S. 55—59.

²⁾ Eigentlich kämen natürlich die Relativgeschwindigkeiten in Betracht, die aber erst durch Einzeldaten und -rechnungen zugänglich sind.

³⁾ Vgl. z. B. Taylor, Ship Resistance and Screw Propulsion 1910. S. 150, 182 ff.

⁴⁾ Dr. Wagner, Versuche mit Schiffsschrauben und deren praktische Ergebnisse. Jahrb. d. Schiffsbau- u. Maschinenbautech. Ges. 1906, S. 272.

Die Erhöhung des Außendruckes ist in den älteren Patentschriften des Verfassers für Turbotransformatoren (1905—1910) beschrieben und seit 1908 vielfach praktisch angewendet worden. Für Turbinenversuche käme die Umkehrung: Verminderung des Außendruckes auf eine geschlossene Ringleitung, stark in Frage, weil sie erheblich weniger Raum und Rohrleitung erfordert als die bisherige Erzeugung des Unterdruckes durch verlängerte Saugrohre in hohen Gebäuden. Vgl. die Versuchsanordnung S. 35.

Die Gln. 6a und 13c lassen aber noch eine andere Möglichkeit zu, den „Haltedruck“ beim Modell der Großausführung ähnlich zu gestalten, nämlich durch entsprechende Vergrößerung der Dampfspannung p_d , sei es durch Verwendung heißen Wassers, sei es durch die von leichter siedenden Flüssigkeiten (Alkohol, Benzin, Äther usw.). Für kleinere Versuchsanordnungen mit abgeschlossenen Oberflächen kommen diese Maßnahmen durchaus in Frage, insbesondere weil sie gleichzeitig der Forderung der Reibungsähnlichkeit: Verringerung der kinematischen Zähigkeit beim Modell, entgegenkommen. Leichter siedende Medien scheinen bisher noch nicht angewendet worden zu sein.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Geschwindigkeiten bei Modell und Großausführung gleich zu wählen. Das führt aber sowohl bei Propellern wie bei Turbinen sehr bald auf unausführbare Einrichtungen, da die Spitzentauchungen, Saughöhen und vor allem die Gefälle dann naturgroß auszuführen wären. Für manche Versuche ist diese Maßnahme aber durchführbar.

Die verschiedenen Möglichkeiten können auch zweckmäßig kombiniert werden. Im ganzen erschweren die Anforderungen der Kavitation die Modellversuche nicht unbeträchtlich, doch macht sich der Mehraufwand durch die viel größere Zuverlässigkeit vielfach bezahlt.

MITTEL ZUR VERMEIDUNG DER KAVITATION

Bezüglich der Dampfspannung p_d besteht praktisch höchstens insofern eine Wahl, als man Pumpen für anzuwärmende Flüssigkeiten möglichst an die kältesten Stellen, also vor die Vorwärmungen legen wird. Im übrigen zerfallen die Mittel in statische, durch Vergrößerung des Außendruckes, und in dynamische, durch Mäßigung der Relativgeschwindigkeiten, Flächenbelastungen und Übergeschwindigkeiten.

Zur ersten Klasse zählt das Tieferlegen von Turbinen- und Pumpenrädern und Propellern beim Entwurf, das Verschwinden

der Kavitation beim Tauchen von U-Booten, das Überlagern positiver Zuflußhöhen bei Kondensat- und Speisepumpen, insbesondere bei warmen Flüssigkeiten, endlich die Überlagerung starker positiver Drücke bei Kreisläufen nach Art der Turbo-transformatoren.

Die zweite Klasse empfiehlt, mit allen Geschwindigkeiten vorsichtig zu sein, sobald überhaupt Kavitation droht, also sowohl mit spezifischen Drehzahlen, wie mit Einzelgeschwindigkeiten, insbesondere lokalen Übergeschwindigkeiten. Größte Sorgfalt erfordert die günstige Einzelformgebung der stärker gekrümmten Saugseiten der Räder, weil stets der weit überwiegende Teil der Arbeit durch die Unterdrücke geleistet wird. Dort liegt oft schon die Gefahr der Ablösung der Strömung durch Wandschichtreibung vor; aber die Wirkung der Kavitationsablösung ist in jeder Hinsicht vernichtender.

Nicht sehr schlanke Fischformen oder gar stark abgerundete Formen mit dickem, allzu kurzem Eintrittsende sind bei Kavitationsnähe gefährlich, weil sie hohe Übergeschwindigkeiten an schärferen Krümmungen erzeugen. Das in lose zusammengepreßtes Wasser einhauende „Beil“ (die Eintrittskante) muß in solchem Medium möglichst scharf sein; die Flügelprofile der Turbinenpropeller verkörpern diese Tatsache ebenso, wie neuerdings die von Kondensatpumpen und Propellerturbinen.

Die Ein- und Austrittswinkel sind um so mehr zu „über-treiben“, je dicker die zwischen zwei Schaufeln gefaßte schraubenartige Schicht und je größer damit der „Zirkulations“-Anteil der einzelnen Schaufel ist. Das führt auf erhebliche Verstärkung der Saugseitenkrümmung und damit aus doppeltem Grunde zur Erhöhung der Übergeschwindigkeiten. Diese Nachteile werden behoben durch genügend große Schaufelzahlen und -flächen (in einfacher technischer Sprache: durch mäßigen „Flächendruck“, d. h. Schub, Umfangskraft pro qcm projizierter Flügelfläche). Diese Erkenntnis aus den alten „Daring“-Versuchen scheint sich allmählich auch bei den Propellerturbinen durchzusetzen.

Zu beachten ist allerdings, daß es nicht ohne weiteres zulässig ist, die Flügelzahl ohne gleichzeitige Änderung der Profile zu verändern, vielmehr muß i. a. auch die „Übertreibung“ der Winkel der veränderten Schichtdicke des „Kanals“ angepaßt werden. Nur so kann die Grundforderung aller richtigen Strömungstechnik: Möglichste Beschränkung der Übergeschwindigkeiten, besonders bei Kavitationsnähe, verwirklicht werden.

Zuletzt mag noch ein indirektes Mittel Erwähnung finden, die Glättung (Politur) der Schaufelflächen. Auf Vorschlag des

Verfassers sind die Räder späterer Turbotransformatoren einer ähnlichen selbsttätigen Politur in einem langsam umlaufenden trommelartigen Raum¹⁾ durch Stahlkugeln usw. unterworfen worden, wie für kleinere, unbearbeitete Gußgegenstände üblich. Der Erfolg war eine Verringerung der Reibungen um $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{4}$ und eine Steigerung der Wirkungsgrade in der Größenordnung von 2—3 v. H. (bei einer 20 000 PS-Großausführung etwa von 89 v. H. auf 91 v. H.). Infolgedessen kann die Schaufelzahl ohne Steigerung der Gesamtreibungshöhen entsprechend vermehrt, die Einheitsbelastung der Schaufeln und damit die Kavitationsgefahr verringert. unter Umständen sogar noch der Wirkungsgrad verbessert werden.

Was bei den Transformatoren ständige Übung geworden, erscheint heute auch bei zahlreichen Qualitätsausführungen von Turbinen und Pumpen natürlich, insbesondere wenn man an die Feinbearbeitung der zugehörigen Elektromaschinen denkt.

SCHLUSSBEMERKUNG

Im Vorstehenden ist versucht, [Einzelerfahrungen betrieblicher und theoretischer Art auf scheinbar weit auseinanderliegenden Strömungsgebieten zusammenzufassen.

Nur ausnahmsweise sind die Lehren dieser Nachbargebiete schon von vornherein wechselseitig berücksichtigt worden. Was theoretische Überlegungen und Vergleiche sofort aufdecken konnten, ist häufig erst nach Verlust von kostbaren Jahren, von ungezählten Millionen²⁾, nach vielem Ärger und Opferung der Nervenkraft schaffender Ingenieure als traurige „Erfahrung“ gewonnen worden; auch heute noch werden Hunderttausende in dieser Weise unnötig aufs Spiel gesetzt.

Einen erheblichen Teil Schuld trägt die zunehmende Zersplitterung der Hochschulausbildung, ihr Mangel an Zusammenfassung, an technischer Allgemeinbildung, und die allzu enge Einseitigkeit der verschiedenen Geistesrichtungen. Möge diese Studie dazu beitragen, aufzuzeigen, daß diese verschwenderischen Umwege vermeidbar sind, und wo wissenschaftliches, organisatorisches und wirklich „wirtschaftliches“ Denken die Hebel ansetzen müssen.

¹⁾ Bei Laufrädern genügt Abschluß der Ein- und Ausmündungen durch Bandagen mit Gummipackung. Nach mehreren Tagen sind die Oberflächen richtig spiegelnd und durch den Kugelfall wundervoll verdichtet.

²⁾ Bei einem großen Turbinen-Torpedojäger sind z. B. 24 Satz Propeller zu je 4 Stück ($24 \times 4 = 96$) vergeblich versucht worden!

DIE KAVITATION BEI WASSER-TURBINEN

VON D. THOMA, MÜNCHEN

Bei Wasserturbinen kann die Kavitation in vierfacher Hinsicht Schaden bringen. Sie kann nämlich:

1. Anfressungen verursachen;
2. eine Leistungseinbuße herbeiführen;
3. Lärm von leisem Knistern bis zu scharfem Knattern erzeugen und dadurch schwere Erschütterungen der Maschinen und Bauwerke verursachen, und schließlich
4. bei Pelton-Turbinen zur Zersplitterung des Strahles führen.

Punkt 4 sei vorweggenommen. Bei Versuchen mit Nadeldüsen beobachtet man häufig, daß bis zu einer bestimmten Druckhöhe der Strahl gut zusammenhält, bei Überschreitung derselben jedoch ziemlich plötzlich rauh wird. Da die Strömungsform in der Düse sich bei der Steigerung des Druckes nicht erheblich ändert, muß nach einer besonderen Ursache für diese Erscheinung gesucht werden. Die konstante, von der Höhe des Wasserdruckes unabhängige Wirkung der Oberflächenspannung ist bei Strahlen größeren Durchmessers überhaupt zu klein, um irgendwie erheblich zum Zusammenhalten des Strahles beitragen zu können. In der plötzlichen Überwindung des glättenden Einflusses der Oberflächenspannung kann also der Grund für die Strahlzersplitterung nicht gesucht werden. Zu einer besseren Erklärung gelangt man, wenn man berücksichtigt, daß das in die Düse eintretende Wasser Wirbel mit sich führt und daß auch eine Zirkulationsbewegung um die Nadel herum beim Zusammenfluß des Wassers auf den Nadelkopf zu sehr großen Geschwindigkeitssteigerungen der Nebenströmungen führt, und daß die Geschwindigkeiten aller Nebenbewegungen im gleichen Maße zunehmen, wie die Strahlgeschwindigkeit. Im Kern der Wirbel herrscht Unterdruck, der bei Steigerung der Strahlgeschwindigkeit auf einen gewissen Betrag so groß wird, daß Kavitation entsteht. Der äußere Luftdruck genügt dann nicht mehr, um den Strahl zusammenzuhalten, der Strahl zerflattert.

Das Entstehen von Anfressungen scheint an die Bedingung geknüpft zu sein, daß die absoluten Beträge der Geschwindigkeiten nicht zu niedrig sind. Nach den bisherigen Erfahrungen treten Anfressungen nur auf, wenn das Gefälle größer als rund 8—10 m ist. Das Eintreten des Leistungsverlustes ist dagegen nicht an irgendeine Geschwindigkeitsgrenze gebunden.

Lärm und Erschütterungen treten bisweilen auch ohne die beiden erstgenannten Schäden auf. Die Hohlräume, welche zu Lärm und Erschütterungen führen, bestehen offenbar häufig aus einem langen schlauchförmigen Gebilde, das an die Luft-radnabe anschließt und durch zu große Umfangskomponenten der absoluten Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad erzeugt wird; auch an der Innenseite eines an das Laufrad anschließenden Krümmers und an der dem Wasserstrom abgekehrten Seite einer durch den Krümmer hindurchgehenden Welle können sich Hohlräume bilden.

Aus den sehr interessanten Versuchen, über die Herr F ö t t i n g e r berichtet hat, und bei denen sogar Glas angefressen wurde, möchte ich nicht den Schluß ziehen, daß mechanische Wirkungen allein für das Eintreten der Anfressung maßgebend sind. Glas ist wenig fest und sehr spröde, in m e c h a n i s c h e r Beziehung also minderwertig. Wenn man Versuche mit c h e m i s c h besonders wenig widerstandsfähigen Baustoffen macht, würde man umgekehrt Anfressungen auch ohne mechanische Einwirkung erhalten, dürfte aber daraus nicht folgern, daß die Anfressungen bei Turbinen durch chemische Vorgänge allein verursacht sind. Gegen die rein mechanische Erklärung spricht auch die Erfahrung, daß bei Wasserturbinen die Widerstandsfähigkeit des Baustoffes gegen Anfressungen sehr von dessen chemischen Eigenschaften abhängt, beispielsweise in der Regel bei Bronze erheblich größer ist als bei dem mechanisch widerstandsfähigeren Stahlguß. Es scheint, daß in der Mehrzahl der Fälle die Korrosionen durch ein Zusammenwirken mechanischer und chemischer Vorgänge entstehen.

Jeder Erklärungsversuch für die Anfressungen wird deren eigentümliche schwammig-löcherige Struktur zu beachten haben. Es läßt sich leicht zeigen, daß beim Vorhandensein von Löchern oder Poren starke mechanische Wirkungen auftreten. Wenn sich beispielsweise in einem Loch gleichbleibenden Querschnitts von 10 mm Tiefe der Wasserspiegel durch eine plötzliche Erniedrigung des Ausdruckes unter Bildung eines wasserdampferfüllten Hohlraumes um 1 mm gesenkt hat (Abb. 1), und dann der äußere Druck plötzlich wieder auf 1 at. abs. gesteigert wird, so trifft die zurückschlagende Wassersäule ungedämpft (da der Wasser-

dampf ja sofort wieder kondensiert) auf den Grund des Loches mit einer Geschwindigkeit auf, die sich aus einer einfachen Rechnung zu etwa 4 m/s. ergibt. Bei dem Stoß sind lediglich die Elastizitäten des Wassers und des Schaufelmaterials maßgebend; betrachtet man das Schaufelmaterial als starr (wie es bei dieser Überschlagsrechnung zulässig ist), so wird die beim Auftreffen entstehende Druckhöhe durch den Bruch:

$$\frac{\text{Wassergeschwindigkeit} \times \text{Schallgeschwindigkeit im Wasser}}{\text{Erdbeschleunigung}}$$

angegeben. Bei unserem Beispiel ergibt sich ein Druck von rund 50 at. Die beim Stoß auftretende Druckhöhe hängt nur von der Wassergeschwindigkeit unmittelbar vor dem Auftreffen ab, und wird deswegen bei einem nach oben verengten Loch (Abb. 2) außerordentlich viel größer. Aber auch bei einem nach Abb. 1 gestalteten Loch ergibt sich eine ähnliche Wirkung, wenn der Wasserspiegel sich vor dem Auftreffen etwas schräg einstellt und deswegen in die Ecke hineinschlägt (Abb. 3). Es ist so leicht erklärlich, daß die Ecken besonders starken Beanspruchungen ausgesetzt sind, einmal durch die dort entstehenden hohen Drücke und dann auch durch die bekannte Steigerung der Materialspannung in der Ecke. Man darf also erwarten, daß der Angriff in der in Abb. 4 angedeuteten Weise fortschreiten wird.

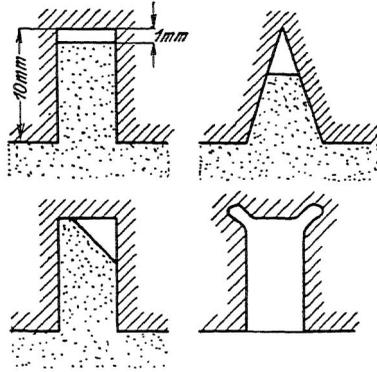


Abb. 1—4

Für die praktisch wichtige Beurteilung der Kavitationsgefahr für neu zu erbauende Anlagen gibt es grundsätzlich zwei Wege: Rechnung und unmittelbare Erfahrung. Die Rechnung, welche feststellen soll, ob und unter welchen Umständen der Druck an irgendeiner Stelle bis auf die Wasserdampfspannung herabgeht, wird bei Wasserturbinen infolge der vielen mitspielenden Nebenumstände nicht zuverlässig genug sein. Man ist also auf die Verwertung unmittelbarer Erfahrungen angewiesen, die auf zweierlei Art gewonnen werden können: Einerseits durch Untersuchung von Turbinen im Laboratorium, andererseits durch statistische Bearbeitung der an ausgeführten Anlagen gemachten Beobachtungen.

Man wird jedoch zuvor eine für die Kavitationsvorgänge gültige Umrechnungsregel ermitteln müssen, da die gewöhnlichen Modellregeln hierzu nicht ausreichen, ja sogar überhaupt in keiner Beziehung zu diesen Vorgängen stehen. Der am Laufradaustritt an den Schaufeln herrschende Unterdruck ist zwei Ursachen zuzuschreiben: Einmal der statischen Saughöhe H_s , dann noch einem dynamischen Anteil, der sich aus einer allgemeinen Druckerniedrigung infolge der Wasserverzögerung im Saugrohr und aus der lokalen Druckerniedrigung an irgendeiner Stelle der Schaufeln zusammensetzt. Der dynamische Anteil der Druckerniedrigung für irgendeine Stelle des Laufrades ist

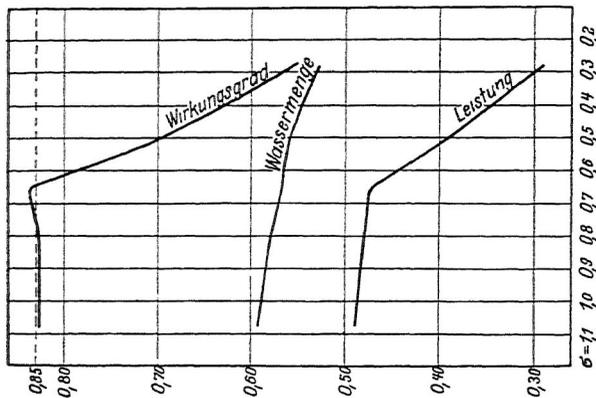


Abb. 5

bei wechselndem Gesamtgefälle proportional dem Gesamtgefälle, sofern die Drehzahl der Turbinen proportional mit der Wurzel aus dem Gesamtgefälle geändert wird. Er kann also gleich sH gesetzt werden, wobei jeder Stelle der Schaufel ein bestimmter Wert von s zukommt. Bezeichnet man noch mit H_a die barometrische Saughöhe (entsprechend Luftdruck minus Wasserdampfspannung), so ist gegen das Eintreten der Kavitation eine Druckreserve von $H_a - H_s - sH$ vorhanden. Die Grenze der Kavitation ist erreicht, wenn dieser Wert für diejenige Stelle der Schaufel, welcher der größte s -Wert zukommt, zu Null geworden ist oder wenn

$$\frac{H_a - H_s}{H} = s$$

ist. Andererseits kann man auch den Bruch $\frac{H_a - H_s}{H}$ als eine

die Betriebsbedingungen der Turbine hinsichtlich der Kavitationsgefahr kennzeichnenden Größe ansehen. Ich habe für sie in meinem Beitrag zur Weltkraft-Konferenz, London 1924¹⁾ die Bezeichnung σ vorgeschlagen. Die Kavitation wird beginnen, sobald der die Betriebsbedingungen kennzeichnende Wert σ geringer geworden ist, als der größte, d. h. der an der ungünstigsten Stelle der Schaufel vorhandene Wert s .

Über Laboratoriumsversuche habe ich in dem erwähnten Beitrag berichtet. Ich bringe hier nochmals die bei meinen Versuchen gewonnenen Ergebnisse (Abb. 5): man sieht, daß bei Verkleinerung von σ unter 0,66 starke Kavitation beginnt, wie besonders an dem Knick der Wirkungsgradkurve deutlich wird. Unerwartet war das Ansteigen des Wirkungsgrades vor dem Beginn der starken Kavitation. Die Versuchsanordnung war so getroffen, daß noch sehr kleine Veränderungen des Wirkungsgrades genau festgestellt werden konnten. Jene Wirkungsgradsteigerung kann daher keinesfalls einem Meßfehler zugeschrieben werden. Überdies habe ich inzwischen von Herrn Oberingenieur Englesson erfahren, daß in dem neuen Kavitationslaboratorium von Verkstaden Kristinehamn dieselbe Erscheinung beobachtet worden ist.

Da man Laboratoriumsversuche mit den gegenwärtig verfügbaren Einrichtungen nicht auf eine zur Entstehung von Anfressungen ausreichende Dauer erstrecken kann, muß man zur praktischen Nutzbarmachung der Ergebnisse allerdings die Annahme machen, daß Anfressungen und Wirkungsgradveränderungen bei demselben oder wenigstens annähernd demselben Wert von σ beginnen. Über die Gefahr der Leistungsminderung, welche bei kleinen Gefällen die einzige Gefahr ist, gibt dagegen der Laboratoriumsversuch unmittelbar zuverlässigen Aufschluß.

Die statistische Verarbeitung der an ausgeführten Anlagen gesammelten Erfahrungen haben H. Rogers und L. F. Moody in ihrem wertvollen Bericht zur Hydroelektrischen Konferenz, Philadelphia 1925, unternommen. Sie konnten sich dabei auf das von A. Davis gesammelte, in den Berichten des Hydraulic Power Committee 1924, National Electric Light Association, veröffentlichte umfangreiche Material und die Erfahrungen ihrer eigenen Firma (J. P. Morris Co.) stützen. Während in dem Bericht von A. Davis die Verarbeitung der Erfahrungen nach einer noch etwas anfechtbaren Methode erfolgt war, haben Rogers und Moody die oben erwähnte Darstellung durch die σ -Beiwerte angenommen, die

¹⁾ Abgedruckt in Z. d. V. d. I., 1925, S. 329 u. f.

Darstellung aber außerdem noch in gewisser Hinsicht verallgemeinert. Sie haben nämlich den dynamischen Anteil der Druckerniedrigung in seine beiden Bestandteile: die allgemeine Druckerniedrigung infolge der Wasserverzögerung im Saugrohr

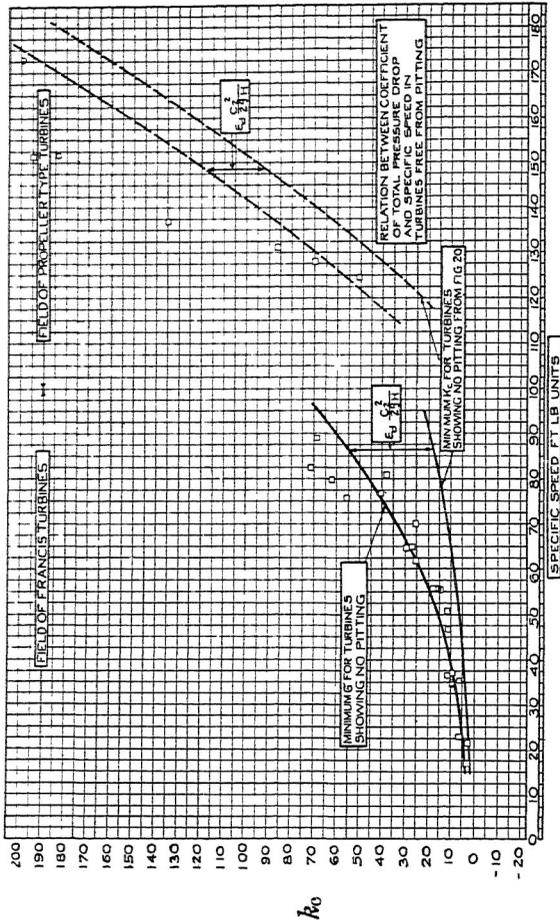


FIGURE 22 RELATION BETWEEN COEFFICIENT OF TOTAL PRESSURE DROP AND SPECIFIC SPEED IN TURBINES FREE FROM PITTING

Abb. 6

und die lokale Druckerniedrigung an der ungünstigsten Stelle der Schaufeln zerlegt. Von diesen Bestandteilen kann der erste aus der Austrittsgeschwindigkeit des Wassers aus dem Laufrad, c_2 , und einem angenommenen Wirkungsgrad des Saugrohres, ϵ_a , berechnet, der zweite gleich $k \cdot H$ gesetzt werden. Der Wert σ

wird dadurch in die beiden Teile $\epsilon_s \frac{C_2^2}{2gH}$ und k zerlegt. Die Druckreserve gegen Kavitation ist $H_a - H_s - \epsilon_s \frac{C_2^2}{2g} - kH$, sie

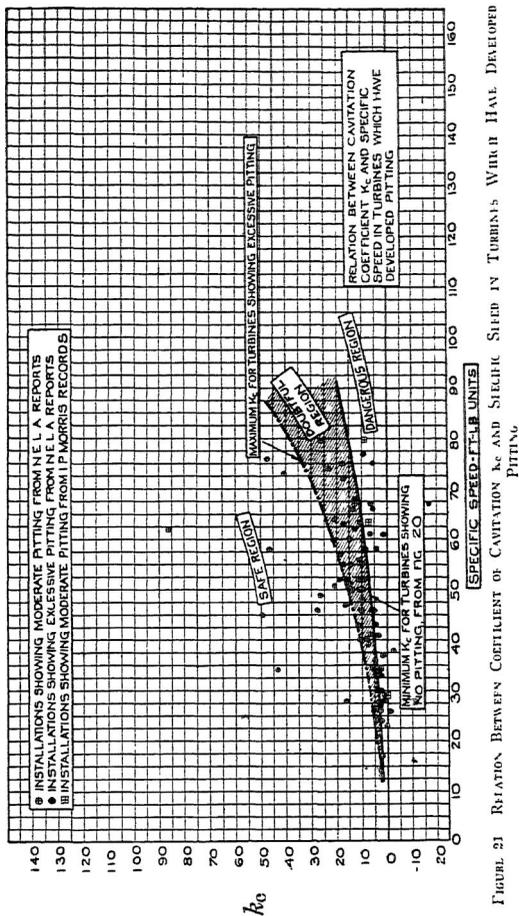


FIGURE 21 RELATION BETWEEN COEFFICIENT OF CAVITATION k_c AND SPECIFIC SPEED IN TURBINES WHICH HAVE DEVELOPED PITTING.

Abb. 7

wird zu Null, wenn $\frac{H_a - H_s - \epsilon_s \frac{C_2^2}{2g}}{H} = k$ geworden ist. Diese Gleichung für k gilt aber nur dann, wenn das Laufrad

an der Grenze der Kavitation steht. Man kann nun umgekehrt den Bruch allgemein als eine für die Betriebsbedingungen des Laufrades charakteristische Größe ansehen, müßte dann allerdings für ihn eine andere Bezeichnung, k_c , einführen. Das Lauf-

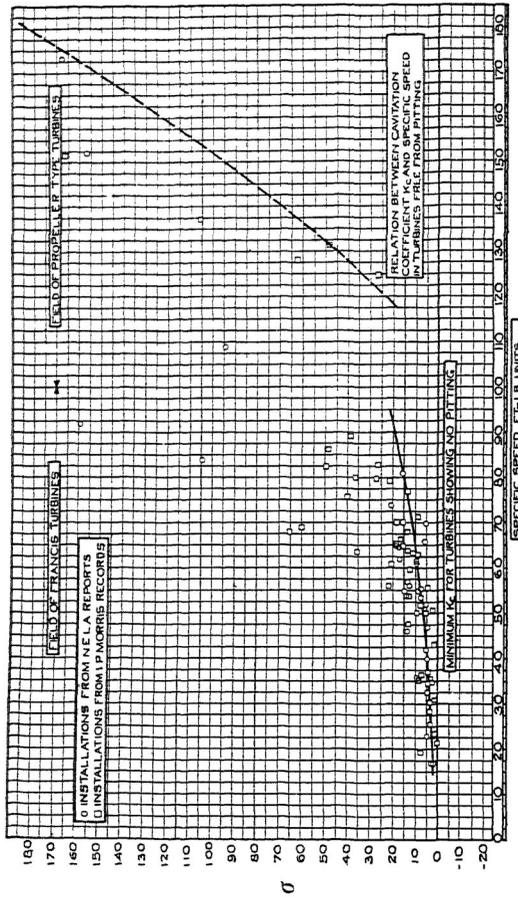


FIGURE 20 RELATION BETWEEN COEFFICIENT OF CAVITATION k_c AND SPECIFIC SPEED IN TURBINES FREE FROM PITTING

Abb. 8

rad ist an der Grenze der Kavitation, wenn der Betriebsbeiwert k_c gleich dem Beiwert der lokalen Druckerniedrigung k ist. Rogers und Moody unterscheiden nicht ausdrücklich zwischen k_c und k , was praktisch auch unbedenklich erscheint, da Verwechslungen kaum zu befürchten sind.

Die von den genannten Verfassern als Ergebnis ihrer Untersuchungen gebrachten Kurvendarstellungen sind hier wiedergegeben. In Abb. 6 sind die k_c -Werte von Turbinen, welche keine Anfressungen gezeigt haben, in Abhängigkeit von der in Fuß-Pfund-Einheiten ausgedrückten spezifischen Drehzahl dargestellt. Die untere Grenze ist (unter Nichtberücksichtigung einiger ausnehmend niedriger Werte) durch eine Kurve bezeichnet. In Abb. 7 sind hingegen die Beiwerte k_c von Turbinen wiedergegeben, welche Anfressungen gezeigt haben. Die zur Turbine mit „exzessiven“ Anfressungen gehörigen Punkte sind dabei voll gezeichnet (als exzessiv gilt die Anfressung, wenn die Laufräder auch unter Zuhilfenahme von Reparaturen nur weniger als 10 Jahre in Betrieb gehalten werden können). Die obere Grenze der vollen Punkte ist durch eine strichpunktierte Kurve wiedergegeben; die Kurve aus Abb. 6 ist ebenfalls eingezeichnet. In Abb. 8 sind schließlich noch die Beiwerte σ von Turbinen angegeben, welche keine Anfressung gezeigt haben. Die untere Grenze der Punkte ist (wieder unter Nichtberücksichtigung einiger außergewöhnlich niedriger) durch eine Kurve bezeichnet. Zwischen diesen und den aus Abb. 6 übernommenen Kurven besteht der dem Druckrückgewinn im Saugrohr entsprechende Abstand. Dabei ist offenbar vorausgesetzt, daß der Saugrohrwirkungsgrad recht gut ist.

Die Darstellung mit Hilfe der Beiwerte k_c hat den Vorzug größerer Allgemeinheit, zugleich aber auch den Nachteil geringerer Zuverlässigkeit: die Betriebsdaten einer Anlage geben unmittelbar nur die Werte σ ; um daraus k_c zu finden, muß einerseits c_s ermittelt werden, was nicht ganz zuverlässig möglich ist, andererseits muß der Saugrohrwirkungsgrad geschätzt werden. Als Saugrohrwirkungsgrad nehmen die Verfasser an:

bei wagerechter Welle mit Krümmer	40%
„ senkrechter „ „ „	60%
„ „ „ „ Ausbreit-Saugrohr .	
oder langem geradem konischem Saugrohr .	80%

Die Unsicherheit der Abschätzung dürfte schon aus den großen Sprüngen dieser Ziffern hervorgehen.

Rogers und Moody bemerken zutreffend, daß der Verlauf der Kurven im Bereich der hohen spezifischen Drehzahlen bisher durch wenige Punkte belegt sei, so daß durch sie zunächst nur eine obere Grenze für die zulässigen Werte von k_c und σ gegeben ist. Ich möchte hinzufügen, daß auch im Bereich der Francis turbine bei sorgfältiger und die Kavitationsgefahr berücksichtigender Durchbildung der Schaufelung eine Senkung der Kurven ebenfalls möglich erscheint. Mir ist eine

Anlage bekannt, deren Laufräder eine spezifische Drehzahl von 350 im metrischen System, gleich 79 im Fuß-Pfund-System, haben und für die σ gleich 0,12 ist. Die ursprünglich in dieser Anlage eingebauten Laufräder waren nach Ablauf eines Jahres stark angefressen; nach Ersatz der Laufräder durch eine andere Konstruktion (selbstverständlich unter Beibehaltung der Drehzahl) ist die Turbine jetzt seit mehr als einem Jahre in Betrieb und es haben sich noch keine Anfressungen gezeigt, sondern nur einige blanke Stellen an den Schaufeln.

Die Abhängigkeit der für die Koeffizienten σ und k_c zulässigen Werte von der spezifischen Drehzahl kommt dadurch zustande, daß man bei Steigerung der spezifischen Drehzahl genötigt ist, die Schaufelflächen zu verkleinern, um die Reibungsverluste nicht zu sehr anwachsen zu lassen, und deswegen notwendigerweise auf höhere spezifische Schaufelbelastungen und entsprechend höhere Werte der lokalen Druckerniedrigung kommt. Selbstverständlich kann man die Schaufelflächen für irgendeine spezifische Drehzahl auch größer machen, als es der gegenwärtigen durchschnittlichen Praxis entspricht, wenn man bereit ist, größere Reibungsverluste zuzulassen. Alle aus der Statistik geschöpften Schlüsse beziehen sich deswegen auf diejenige Schaufelausbildung, welche heute im Durchschnitt als angemessen angesehen wird.

AUSSPRACHE ZU DEN VORSTEHENDEN VORTRÄGEN

ZUM VORTRAG PRANDTL VON G. FLÜGEL, DANZIG

Die Ausführungen des Herrn Prandtl insbesondere über die Erfassung der Turbulenz haben mich nicht nur sachlich, sondern auch aus einem persönlichen Grunde außerordentlich interessiert, insofern ich gelegentlich bereits vor einer Reihe von Jahren einen ganz ähnlichen Ansatz über die turbulente Strömung machte, den genügend durchzuarbeiten ich aber infolge andauernder Überlastung mit anderen Arbeiten bis jetzt nicht die Zeit fand. Da die Sache vielleicht von allgemeinem Interesse ist, darf ich mir wohl gestatten, kurz einiges darüber mitzuteilen.

Den Anlaß für meine Überlegungen bildete der Umstand, daß bei der üblichen Art der Ableitung der Gleichung für die laminare Parallelströmung in Rohren mit Scherkräften gerechnet wird, die zum mindesten bei Gasen in Wirklichkeit nicht auftreten können. Dabei sei nebenbei noch darauf hingewiesen, daß nicht nur Scherkräfte R_x in Stromrichtung, sondern auch solche R_y in Querrichtung am Flüssigkeitselement (Abb. 1) wirken müssen, damit keine Drehbeschleunigung eintritt. Diese Scherkräfte R_y , deren physikalische Entstehung nicht so ohne weiteres klarliegt, bleiben in allen Lehrbüchern bei der Behandlung dieses Falles unerwähnt; obwohl sie auf die Geschwindigkeitsverteilung keinen Einfluß haben, muß dies doch als ein Mangel in der Darstellung bezeichnet werden¹⁾.

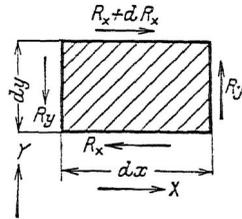


Abb. 1

¹⁾ Zur physikalischen Begründung der Scherkräfte kann natürlich nicht auf die allgemeine Beziehung $\tau_x = \tau_y = \eta \left(\frac{\partial c_x}{\partial y} + \frac{\partial c_y}{\partial x} \right)$ zurückgegriffen werden. Man beachte, daß an den Kraftwirkungen zwei grundverschiedene Ursachen beteiligt sind: Zunächst bewirken die molekularen Wärmebewegungen einen

Die Schwierigkeiten hinsichtlich der Scherkräfte bei der Gasströmung entfallen, wenn man beim Ansatz von den molekularen Wärmebewegungen ausgeht. Man gelangt dann ebenso schnell wie auf dem üblichen Wege zunächst zu einer Differenzgleichung, die natürlich im vorliegenden Falle als Differentialgleichung von der üblichen Form geschrieben werden kann. Nun ist offenbar dieselbe Differenzen- bzw. Differentialgleichung auch für die turbulente Strömung gültig, wenn man an Stelle der durcheinander schwirrenden Moleküle die durcheinander bewegten Wirbelballen setzt. Allerdings ist bei der turbulenten Strömung die Mischbewegung nicht mehr wie bei der laminaren Strömung unabhängig vom Strömungszustand, und es entsteht die Schwierigkeit, wie sie sowie die Wirbelgröße mit der Hauptströmung in Zusammenhang zu bringen ist, ferner wie die Abbremsung an den Rändern vor sich geht. Hier muß jedenfalls bei glatten Wandungen die laminare Grenzschicht beachtet werden und ich möchte darauf hinweisen, daß es bei dieser Art des Ansatzes möglich wird, ein Gesetz über die Veränderlichkeit der turbulenten Reibungsziffer in Abhängigkeit von der Durchflußgeschwindigkeit, d. h. von der Reynolds'schen Zahl abzuleiten¹⁾.

ZUM VORTRAG FÖTTINGER VON FLÜGEL

Ich möchte mir gestatten, Ihnen einige typische Anfrissbilder verschiedener Pumpenarten zu zeigen, die mir von der

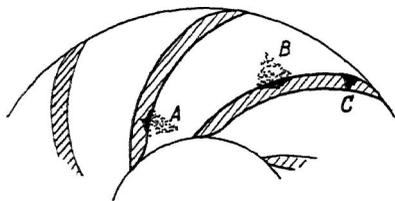


Abb. 1

Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft zur Verfügung gestellt wurden und zwar solche einer Kühlwasserpumpe, einer Kondensatpumpe, einer Kesselspeisepumpe, sowie des Diffusors einer Schleuderwasser-Luftpumpe.

Der Haupttypus der Anfrissungen bei allen Kreiselpumpenarten ist folgender: Die stärksten Korrosionen treten in einem Laufkanal stets an den Stellen ungefähr gegenüber den Eintritts- und Austrittskanten auf (bei A und B, Abb. 1); daneben

Impulsaustausch, der sich durch scheinbare Scherkräfte äußert. Sodann sind aber bei Flüssigkeiten noch die molekularen Kraftfelder beteiligt, die ähnlich wie bei den plastischen Deformationen fester Körper wirkliche Scherkräfte hervorrufen.

¹⁾ Näheres darüber wird an anderer Stelle mitgeteilt werden.

zeigen sich an denselben Stellen häufig in schwächerem Maße auch Anfressungen an den Seitenflächen. Während die Anfressungen gegenüber den Eintrittskanten als Kavitationserscheinungen erklärt werden können (es handelt sich hier durchweg um Pumpen hoher Drehzahlen d. h. hoher Relativgeschwindigkeiten), ist diese Ursache bei den Anfressungen gegenüber den Austrittskanten meines Erachtens als völlig ausgeschlossen zu betrachten, da diese Stellen z. B. bei Kesselspeisepumpen in einem Gebiet liegen, wo ein Druck von ca. 10–20 Atm. herrscht; auch bei den übrigen Pumpenarten befinden sich diese Stellen stets im Überdruckbereich. Die Anfressungen sind zuweilen mehr in das Kanallinnere, gelegentlich auch stark nach außen verschoben; so sind z. B. Fälle vorgekommen, wo die Schaufeln

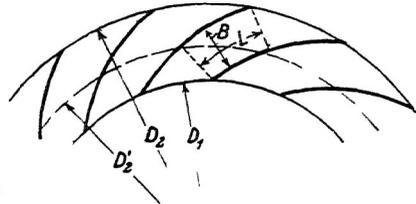


Abb. 2

von Kesselspeisepumpen kurz vor ihrem Ende (bei C, Abb. 1) durchgefressen waren, während die Oberfläche des kurzen Endstücks unversehrt erschien. Das Material der Laufräder ist gewöhnlich beste Bronze, die sich am widerstandsfähigsten erwiesen hat. Die Anfressungen haben sich bis jetzt gewöhnlich in verstärktem Maße bei jedem anderen Material in ähnlicher Weise gezeigt; auch durch Emailüberzug der Räder konnten sie nicht merklich verzögert werden.

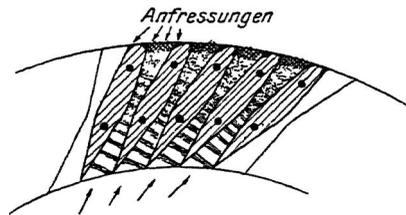


Abb. 3

Die Ursachen für die Anfressungen an den Außenseiten der Schaufeln sind bis jetzt noch ganz ungeklärt geblieben. Möglicherweise besteht ein gewisser Zusammenhang mit dem Geräusch der Pumpen. Ich habe während meiner praktischen Tätigkeit bei der A.E.G. Versuche an schnellaufenden Kühlwasserpumpen durchgeführt, bei welchen der Einfluß der stufenweisen Verminderung des Außendurchmessers des Laufrades (Abb. 2) festgestellt wurde. Unter anderem zeigte sich dabei folgendes:

Wenn das Rad soweit abgedreht wurde, daß das Verhältnis $\frac{L}{B}$ des geschlossenen Kanalstückes zur Kanalbreite einen gewissen Wert (ungefähr 0,5) unterschritt oder überhaupt kein geschlossenes Kanalstück mehr vorhanden war, so fing die Pumpe in

wachsendem Maß an, Geräusch zu machen. Der mögliche Grund für diese Erscheinung ist vielleicht der, daß die Strömung infolge der ungenügenden Wasserführung instabil wird, so daß in regelmäßigem oder unregelmäßigem Wechsel durch einige oder alle Kanäle zeitweilig Rückströmung vom Druckraum in den Saugraum eintritt. Daß ein solches Rückströmen mit einem starken Aufprall des Wassers auf die Außenseiten der Schaufeln verbunden ist, und dabei Korrosionen eintreten können, erscheint ziemlich wahrscheinlich. Auch bei Pumpen mit verhältnismäßig langen Kanälen, wie z. B. Kesselspeisepumpen, kann bei Teilbelastung möglicherweise eine solche Instabilität der Strömung die Korrosion an den Außenseiten verursachen. Allerdings muß bemerkt werden, daß diese Anfressungen auch bei Pumpen mit sehr ruhigem Gang auftreten.

Bei den Diffusoren von Schleuderluftpumpen zeigen sich auffallenderweise die stärksten Korrosionen regelmäßig an den Enden der Kanäle, also gerade da, wo die Strömungsgeschwindigkeit am kleinsten ist. Offenbar ist hier die feine Durchmischung von Luft und Wasser die Ursache der Erscheinung; denn während am Kanaleintritt eine grobe Unterteilung in Lufträume und Wasserkolben (Abb. 3) vorhanden ist, schreitet die Durchmischung gegen das Kanalende hin immer weiter fort. Infolge der feinen Durchmischung wird der Sauerstoff der Luft wahrscheinlich in einen besonders aggressiven Zustand versetzt, wodurch überdies anscheinend noch erhebliche elektrische Wirkungen ausgelöst werden. Auf den letzteren Umstand deutet die Erfahrung hin, daß bei diesen Diffusoren die an völlig geschützten Stellen sitzenden eisernen Schrauben (das übrige Material ist meist Bronze) in verhältnismäßig kurzer Zeit zerfressen werden. Es wurde neuerdings bei der A.E.G. die Erfahrung gemacht, daß selbst bei Verwendung von nichtrostendem Kruppschen Stahl (V 2 A) für die Diffusorleitringe, also des denkbar besten Materials, das es wohl zur Zeit gibt, sich bereits nach 6 Wochen Betriebszeit deutliche Anfressungen am Kanalaustritt gezeigt haben.

Aus meinen Erfahrungen über Korrosionserscheinungen habe ich die Überzeugung gewonnen, daß die reine Kavitation, wenn sie nur mit Dampfbildung verbunden ist, keine allzu schlimmen Folgen hat. Gefährlich wird die Sache offenbar erst, wenn die im Wasser gelöste Luft frei wird oder gar von vornherein Luftbläschen in ihm enthalten sind und infolge feiner Verteilung der Sauerstoff in den vermuteten aggressiven Zustand gerät. Den Beweis für die Richtigkeit dieser Ansicht sehe ich darin, daß die Laufräder schnellläufiger Kondensatpumpen,

obwohl sie hinsichtlich der Kavitationsmöglichkeit viel schlimmer daran sind als die Kühlwasserpumpen, dennoch in ihrer Lebensdauer jenen nicht nachstehen, ja sie gewöhnlich übertreffen. Daß im übrigen auch noch andere Eigenschaften des Wassers für die Korrosionserscheinungen von Wichtigkeit sind, darauf deutet die sehr häufige Erfahrung hin, daß gleichartige Pumpen, die in verschiedenen Anlagen unter scheinbar gleichartigen Verhältnissen laufen, sich dennoch in der Lebensdauer der Laufräder erheblich unterscheiden.

ZUM VORTRAG FÖTTINGER

VON W. BAUERSFELD, JENA

Die korrodierte Oberfläche beim Eisen weist ein perlenartiges Gefüge auf. Da Herr Föttinger auch bei Glas starke Korrosionen erzielt hat, wäre es wertvoll, zu wissen, ob die Oberfläche des korrodierten Glases auch ein ähnliches Aussehen gezeigt hat wie Eisen.

Ferner möchte ich vorschlagen, um die Ursachen der Korrosion noch besser zu klären, gelegentlich Versuche mit Weichgummi zu machen, der erheblich widerstandsfähiger sein müßte als Glas und Metall, wenn die Korrosion auf mechanische Stöße zurückzuführen ist. Wenigstens spricht dafür die gute Widerstandsfähigkeit des Weichgummis im Sandstrahlgebläse.

HAUPTSTRÖMUNG UND RINGWIRBEL

VON M. SCHILHANSL, MÜNCHEN

Nach Föttinger, Neue Grundlagen für die Behandlung des Propellerproblems¹⁾ folgt:

$$\Gamma_1 - z \Gamma' = \Gamma_2, \quad (1)$$

und

$$M = \frac{Q \gamma}{g} [r_1 c_{u1} - r_2 c_{u2}] = \frac{Q \gamma}{g} \cdot \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2 \pi}. \quad (2)$$

Kombiniert man nach Thoma²⁾ den Energiesatz

$$N = M \omega = \eta \gamma Q H. \quad (3)$$

so ergibt sich:

$$\Gamma' = \frac{2 \pi \eta g H}{\omega z}. \quad (4)$$

Die Zirkulation um die Schaufel ist längs derselben konstant, sofern alle Wasserfäden mit gleichem Wirkungsgrad arbeiten.

Zur Erläuterung der Bezeichnungen diene:

- c_u Umfangskomponente der absoluten Geschwindigkeit.
 r Abstand von der Drehachse.
 Γ Gesamtzirkulation,
 Γ' Zirkulation um die Einzelschaufel,
 1 für den Eintritt,
 2 für den Austritt,
 z Schaufelzahl,
 M Drehmoment der Turbine,
 Q Wassermenge in der Zeiteinheit,
 N Leistung,
 ω Winkelgeschwindigkeit,
 η hydraulischer Wirkungsgrad der Turbine,
 γ spezifisches Gewicht des Wassers,
 g Erdbeschleunigung.

Hiermit ist auch angegeben, aus welchen Quellen die Anregung zum folgenden floß.

Gl. (4) kann zur Berechnung der Schaufelung von Turbinen herangezogen werden, wenn es gelingt, Γ' als Kenngröße von Schaufelform, Schaufelgröße und Schaufelstellung auszudrücken. In der Aerodynamik werden die angewandten Flügelprofile durch Auftriebsbeiwerte c_a in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α beschrieben. Unter der Voraussetzung, daß für die Turbine die Bedingungen des „ebenen Problems“ gegeben sind, ist einerseits

$$dA = \frac{\gamma}{g} \cdot \Gamma' \cdot dr \cdot w_\infty^3 \quad (5)$$

und andererseits

$$dA = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{g} \cdot c_a \cdot l \cdot dr \cdot w_\infty^2 \quad (6)$$

Zur Zeichenerklärung diene:

- dA Auftrieb eines Schaufelelementes von der Breite von dr ,
 w_∞ halbe geometrische Summe der Relativgeschwindigkeiten w_1 und w_2 im Ein- und Austritt.
 l Länge der Schaufel in Richtung w_∞ .

Durch Vergleich von (5) und (6) folgt die gesuchte Bestimmungsgleichung für Γ' :

$$\Gamma' = \frac{1}{2} c_a w_\infty \cdot l. \quad (7)$$

Durch Vergleich von (4) und (7) erhält man:

$$\frac{1}{2} c_a w_\infty \cdot l = \frac{2\pi}{z} \cdot \frac{\eta g H}{\omega}. \quad (8)$$

zu den Gitterwerten in Abhängigkeit von l/z bringt, einzuführen. An der wesentlichen Gedankenfolge der Berechnungsweise wird dadurch nichts geändert. Um diese mit den einfachsten Mitteln durchzuführen, sei eine Turbine nach Abb. 1 durchgerechnet, deren Schaufeln als Kreisbogenprofile ausgebildet sind.

II.

Für Kreisbogenprofile findet man unter Einführung der Bezeichnungen der Abb. 2:

$$dA = 4 \pi \frac{z}{g} u \omega^2 \sqrt{(t/2)^2 + (l/4)^2} \sin(\alpha + \delta) dr^5). \quad (12)$$

Durch Vergleich mit Gl. (6) findet man nach einigen Umformungen

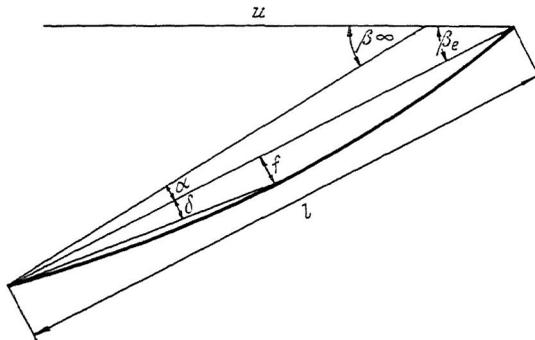


Abb. 2

$$c_a = 2 \pi \left(\sin \alpha + \frac{2f}{l} \cos \alpha \right). \quad (13)$$

Mit den Bezeichnungen der Abb. 3 ist:

$$w_\infty = \left(u - c_{u1} + \frac{c_{u1} - c_{u2}}{2} \right) \frac{1}{\cos \beta_\infty}. \quad (14)$$

Setzt man die aus Gl. (13) und (14) erhaltenen Werte für c_a und w_∞ in Gl. (11) ein, so erhält man:

$$2 \pi \left(\frac{2f}{l} \cos \alpha + \sin \alpha \right) l/z = 2 \cos \beta_\infty \frac{c_{u1} - c_{u2}}{u - c_{u1} + \frac{c_{u1} - c_{u2}}{2}} \quad (15)$$

Aus Abb. 2 ist auch ohne weiteres die Winkelbeziehung:

$$\beta_\infty = \beta_e + \alpha \quad (16)$$

abzulesen. Ich kann also schreiben:

$$\cos \beta_{\infty} = \cos \beta_e \cos \alpha - \sin \beta_e \sin \alpha. \quad (17)$$

Unter Berücksichtigung von (17) geht Gl. (15) nach einigen Umformungen über in:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\frac{c_{u_1} - c_{u_2}}{u - c_{u_1} + \frac{c_{u_1} - c_{u_2}}{2}} \cdot \frac{1}{\pi \cdot \frac{z}{t}} \cdot \cos \beta_e - \frac{2f}{l}}{\frac{c_{u_1} - c_{u_2}}{u - c_{u_1} + \frac{c_{u_1} - c_{u_2}}{2}} \cdot \frac{1}{\pi \cdot \frac{z}{t}} \cdot \sin \beta_e - 1} \quad (18)$$

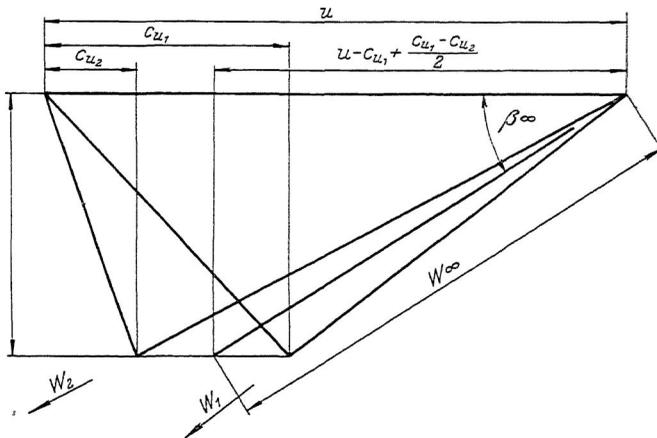


Abb. 3

Damit hat man eine Gleichung, welche die Anströmrichtung als Funktion des durch u , c_{u_1} und $c_{u_1} - c_{u_2}$ bestimmten Betriebszustandes der Turbine und der durch $\frac{z}{t}$, β_e und $\frac{f}{l}$ bestimmten Schaufelform, ihrer Größe und Stellung ausdrückt.

III.

Ich nehme an, daß eine Turbine auf dem Prüfstand untersucht und auf diese Weise zu jeder Drehzahl und Wassermenge der Wirkungsgrad bekannt sei. Will ich nun wissen, wie sich in irgendeinem Punkt des Bremsdiagramms die Meridiankomponente der Absolutgeschwindigkeit — im folgenden mit c_m bezeichnet — über die Schaufelbreite verteilt, so muß ich folgendermaßen vorgehen:

Durch ein Ringelement von der Breite dr im Abstand r von der Achse fließt die Wassermenge:

$$dQ = c_m 2r \pi dr. \quad (19)$$

Die durch die ganze Turbine fließende Wassermenge ist dann

$$Q = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} c_m r dr. \quad (20)$$

Nach Abb. 3 ist

$$c_m = \left(u - c_{u1} + \frac{c_{u1} - c_{u2}}{2} \right) \operatorname{tg} \beta_\infty \quad (21)$$

und für $\operatorname{tg} \beta_\infty$ kann ich entsprechend Gl. (16) auch schreiben:

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{\operatorname{tg} \beta_e + \operatorname{tg} a}{1 - \operatorname{tg} \beta_e \cdot \operatorname{tg} a}. \quad (22)$$

Setze ich die Werte aus Gl. (21) und (22) in Gl. (20) ein, so geht diese über in:

$$\frac{Q}{2\pi} = \int_{r_1}^{r_2} \left(u - c_{u1} + \frac{c_{u1} - c_{u2}}{2} \right) \frac{\operatorname{tg} \beta_e + \operatorname{tg} a}{1 - \operatorname{tg} \beta_e \cdot \operatorname{tg} a} \cdot r dr. \quad (23)$$

Es ist nur noch nötig, aus Gl. (18) den Wert für $\operatorname{tg} a$ einzusetzen, und man hat eine Gleichung, in der als einzige Unbekannte c_{u1} steckt. Denn die Werte u und Q entsprechen der getroffenen Wahl des zu untersuchenden Diagrammpunktes. $c_{u1} - c_{u2}$ ist aus der Turbinenhauptgleichung leicht zu errechnen und β_e , l'/l und J'/J sind Größen, die der untersuchten Schaufel zu entnehmen sind. Bei der Integration ist zu beachten, daß (rc_{u1}) eine Konstante ist, wenigstens nach unserer Voraussetzung gleichen Wirkungsgrades aller Teilturbinen. Kennt man also aus Gl. (23) die Größe des Geschwindigkeitsmomentes im Eintritt, so ist es von hier aus nicht mehr schwer, die Größe von c_m für die einzelnen Flutbahnen zu berechnen. Man hat lediglich den für c_{u1} gefundenen Wert der Reihe nach in Gleichung (18) und (21) einzusetzen.

IV.

Die Berechnung des auf der rechten Seite der Gl. (23) stehenden Integrals dürfte im allgemeinen auf ganz erhebliche Schwierigkeiten stoßen. Man wird daher gut tun, ein Probiervorgehen einzuschlagen, welches darin besteht, daß man für den gewählten Punkt im Q -Diagramm einen beliebigen Wert für c_{u1} annimmt und dafür die c_m -Verteilung mit Hilfe von (18) und (21) er-

rechnet. Dann trägt man die Produkte $c_m r$ graphisch auf und planimetriert die zwischen der Abszissenachse, den Ordinaten r_1 und r_2 und der Kurve $c_m r$ liegende Fläche; im allgemeinen weicht die so erhaltene Wassermenge von der durch die Bremsung festgestellten ab. Man sieht aber sofort, ob man $(c_{u1} \cdot r)$ zu groß oder zu klein angenommen hat. Dementsprechend macht man eine zweite Annahme von $(c_{u1} \cdot r)$. Führt auch diese noch nicht zum Ziele, so genügt in der Regel eine lineare Extra- oder Interpolation.

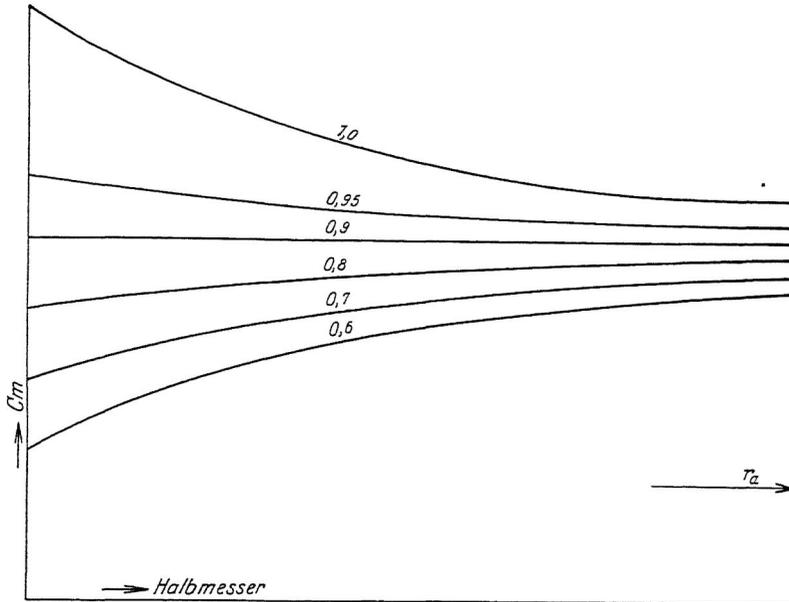


Abb. 4

Auf diese Weise sind die Kurven der Abb. 4 entstanden, welche für einen achsialen Schnellläufer mit festen Schaufeln gelten. Die Schaufelfläche ist so beschaffen, daß sie bei 90% der Vollast eine gleichmäßige Verteilung der Meridiankomponente über dem Querschnitt liefert, eine Verteilung, welche im schaufellosen Raum in genügender Entfernung von der Umlenkungszone hinter dem Leitrad vorhanden sein dürfte. Die wirbelfreie Strömung durch den schaufellosen Raum der Turbine hat B a u e r s f e l d ⁶⁾ früher einmal die „Hauptströmung“ genannt. Aus den dortigen Überlegungen geht hervor, daß bei einer Konstruktion, wie bei der in Abb. 1 gezeichneten, also bei genügend

großem Krümmungsradius des Übergangs von der Leitradunterkante in den Laufradrotationsraum und in genügender Entfernung von dieser Umlenkung die gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung einer wirbelfreien Hauptströmung entspricht. Für alle anderen Beaufschlagungen dagegen tritt bei größeren Wassermengen ein Verschieben der Stromlinien nach der Achse zu, bei kleineren Wassermengen dagegen ein Verschieben der Stromlinien von der Achse weg ein. Zu diesem Resultat ist auf

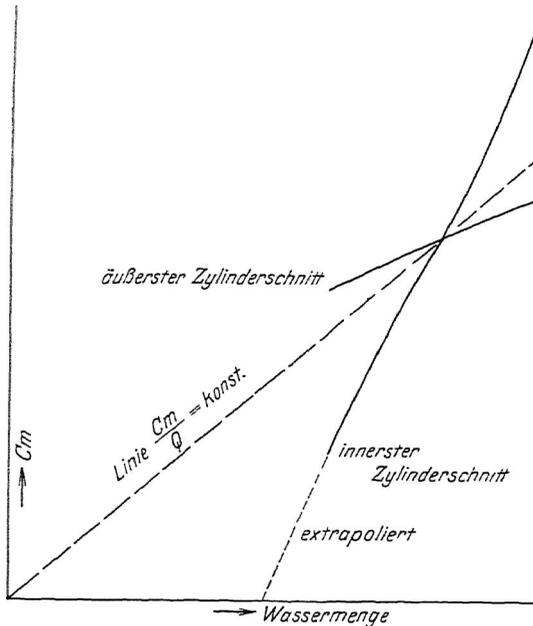


Abb. 5

Grund anderer Überlegungen, welche auf der Theorie der unendlich dicht stehenden Schaufeln beruhen und zu der Vorstellung eines Ringwirbels führen, bereits Bauersfeld in dem erwähnten Artikel gelangt.

Durch einfache Vertauschung der Koordinatenachsen kann man aus Abb. 4 die Abb. 5 ableiten, in welcher für zwei ausgezeichnete Zylinderschnitte, nämlich den innersten und den äußersten, die Größe der Meridiankomponente in Abhängigkeit von der Wassermenge aufgetragen ist. Man sieht, daß auf dem äußersten Zylinderschnitt c_m langsamer abnimmt als die Wasser-

menge, dagegen auf dem innersten wesentlich rascher. Aus der gestrichelten Verlängerung der Kurve für den innersten Zylinderschnitt sieht man, daß bei etwa halber Wassermenge dort die Meridiankomponente zu Null wird. Geht die Wassermenge noch weiter zurück, so tritt Rückströmung ein. Dies ist bei Francis turbinen bereits experimentell festgestellt worden. Ich verweise hier auf die Untersuchungen von Thomas⁷⁾ und Ellison⁸⁾. Der Thomaschen Abhandlung sind die Abb. 6 und 7 entnommen. Der Vergleich mit diesen beobachteten Strömungsvorgängen soll nicht etwa als versuchsmäßiger Beleg für die Richtigkeit meiner theoretischen Ableitungen gelten; denn die Strömungsvorgänge in der Francis turbine sind ungleich verwickelter als in der Achsialturbine mit zentripetalem Zulauf und eine dort beobachtete Ablösung und Umkehr der Strömung könnte auf andere Einflüsse zurückzuführen sein, die mit den hier untersuchten nicht vergleichbar sind. Immerhin darf wohl aus den zitierten Beobachtungen von Ellison, daß die Rückströmschicht mit abnehmender Beaufschlagung breiter wird, mit ziemlicher Sicherheit darauf geschlossen werden, daß die Einflüsse die gleichen sind.

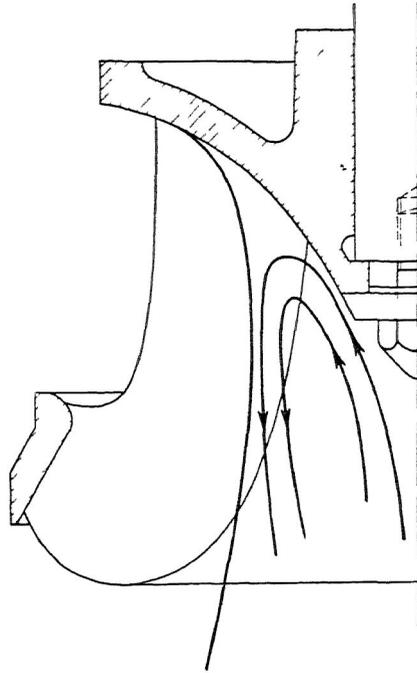


Abb. 6

Eine Vernachlässigung ist bei den vorstehenden Ableitungen gemacht worden. Sobald eine Verschiebung der Flutbahnen gegenüber der Hauptströmung eintritt, kann nicht mehr angenommen werden, daß die Wasserfäden vollkommen achsparallel verlaufen, sondern unter einem, wenn auch kleinen Winkel zur Achse geneigt sind. Diesen Winkel kann man, wie ich es stillschweigend getan habe, gleich Null setzen, ohne größere Fehler zu begehen, solange die Höhe der Schaufel in der Zirkularprojektion gegenüber den übrigen Abmessungen der Turbine genügend klein ist⁹⁾.

Mit Hilfe der von Bauersfeld abgeleiteten Gleichung

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{1 - \sin \lambda}{\sin(\beta \alpha - \lambda)} \cdot \frac{w' \alpha}{u}} \quad (24)$$

($\operatorname{tg} \lambda = \frac{c_w}{c_a}$, c_w Widerstandsbeiwert) kann man für die unter

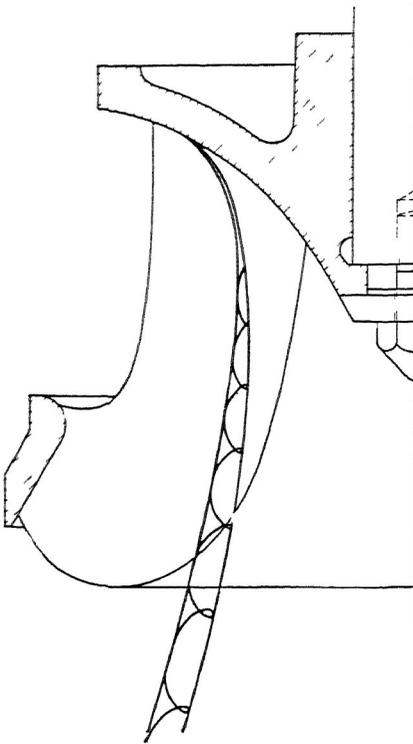


Abb. 7

der Annahme gleicher Wirkungsgrade aller Wasserfäden gefundene c_m -Verteilung die bei dieser auftretenden Schaukelwirkungsgrade errechnen. Im allgemeinen wird sich eine kleine Verschiedenheit derselben ergeben. Wiederholt man mit diesen das beschriebene Verfahren, wo allerdings auch in Gl. (11) ein die Größe λ enthaltendes Korrekturglied einzuführen ist, so wird man eine von der erst gefundenen etwas verschiedene c_m -Verteilung erhalten. Sind die Verschiedenheiten groß, so ist das Verfahren noch einmal zu wiederholen. So kann man also die beschriebene Methode dazu benutzen, auf dem Wege der schrittweisen Näherung zur tatsächlichen c_m -Verteilung zu gelangen. Leitet man aus der versuchsmäßig festgestellten Polare eines Profiles eine Näherungsgleichung von der Form

$$c_a = c_1 \cos \alpha + c_2 \sin \alpha \quad (25)$$

ab und benutzt diese statt der Gl. (13), so kann man das Verfahren auch auf Schaufeln mit allgemeinen Tragflächenprofilen ausdehnen.

Die Rolle des Leitapparates ist so klar zu stellen: für jede Beaufschlagung und jede Drehzahl verlangt das Laufrad eine bestimmte Eintrittszirkulation. Die Leitradbreite muß so gewählt werden, daß dieses bestimmte Verhältnis von Menge zum

Geschwindigkeitsmoment des eintretenden Wassers zustande kommen kann, wenn nicht zusätzliche Umlenkungen erzwungen werden sollen, die nicht als Energiewandler, sondern als Energieverzehrer anzusehen wären.

Literaturnachweis.

¹⁾ F ö t t i n g e r, Neue Grundlagen für die Behandlung des Propellersystems, Jahrbuch der Schiffsbau technischen Gesellschaft, 1918, S. 430. In den dort gegebenen Formeln steht statt \sum das Zeichen μ und statt Q das Zeichen ψ . Außerdem sind für die Turbine die Vorzeichen von Γ_1 und Γ_2 vertauscht.

²⁾ D. T h o m a, Neuere Anschauungen über die Hydrodynamik der Wasserturbine. Vortrag Innsbruck 1922, herausgegeben von K a r m a n und L e v i C i v i t a. Springer, Berlin 1924.

³⁾ F u c h s und H o p f, Aerodynamik, S. 63.

⁴⁾ Ebenda, S. 53.

⁵⁾ Ebenda, S. 74 Gleichung 57.

⁶⁾ B a u e r s f e l d, Die Konstruktion der F r a n c i s s c h a u f e l nach der L o r e n z s c h e n Turbinentheorie und ihre Eigenschaften. Z. d. V. d. I. 1912, S. 2043. Vgl. auch F ö p p l VI, S. 445.

⁷⁾ T h o m a, Die Versuchsanstalt für Wasserturbinen in Gotha.

⁸⁾ E l l o n, Versuche zur Bestimmung der Strömung im Laufrad und Saugrohr einer F r a n c i s - Schnellläuferturbine. Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 102, herausgegeben vom VDI., Berlin 1910.

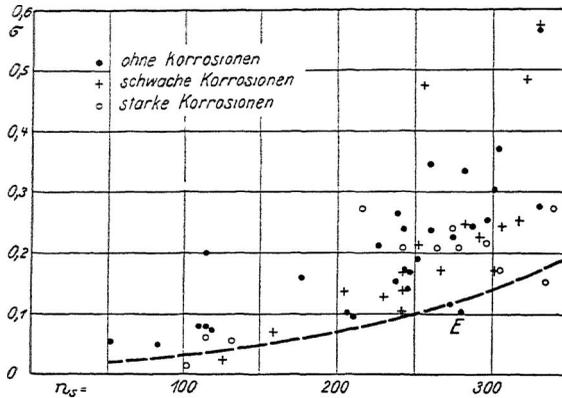
⁹⁾ Vgl. K ö n i g, Potentialströmung durch Gitter, Z. a. M. M. 1922, „für Achsialturbinen, bei denen die Schaufelhöhe klein ist gegenüber dem Durchmesser, so daß die Radialgeschwindigkeit und ihre Ableitungen gegen die achsialen und tangentialen Geschwindigkeiten vernachlässigt werden können, kann die Strömung ohne weiteres als eben aufgefaßt werden“.

ZUM VORTRAG THOMA

VON M. SCHILHANSL

Die von Herrn Prof. Dr. T h o m a erwähnte Statistik von A. D a v i s habe ich vor mehreren Monaten, ohne die neuere Bearbeitung durch R o g e r s und M o o d y zu kennen, durchgearbeitet und σ in Abhängigkeit von der Schnellläufigkeit bestimmt. Leider sind in der D.schen Statistik Meereshöhe und mittlere Jahrestemperatur nicht angegeben, so daß ich für den Betrag von H_a auf eine Schätzung angewiesen war. Ich habe für alle Fälle gleichmäßig $H_a = 9,5$ m gesetzt. Eine eindeutige Grenzlinie zwischen korrodierenden und nichtkorrodierenden Turbinenrädern läßt sich nicht ziehen; im Gegenteil, man sieht aus der beigefügten Abbildung, daß die meisten korrodierenden Anlagen in dem Gebiet liegen, wo keine Korrosion zu erwarten ist, also oberhalb der gestrichelt eingezeichneten Grenzlinie;

diese ist so ermittelt, daß sie gerade durch das in bezug auf Korrosion „beste“ Rad geht. Der mit E bezeichnete Punkt ist außer acht gelassen, weil das entsprechende Rad mit emailierten Schaufeln ausgerüstet ist. Die Kurve dürfte also mit ziemlicher Sicherheit die Minimalwerte von s darstellen, die mit auf Vermeidung von Korrosionen „gezüchteten“ Schaufelformen erreichbar sind. Setzt man bei korrodierten Rädern die tat-



sächlich vorkommenden Beiwerte s' durch einen Proportionalitätsfaktor a in Beziehung zu s_{\min} :

$$s' = a \cdot s_{\min},$$

so lehrt die Figur, daß a Beträge bis 2,5 und 3 annehmen kann. Aufgabe des modernen Turbinenbaues ist es also, Typen mit $a = 1$ zu entwickeln.

VON E. BRAUN, STUTTGART

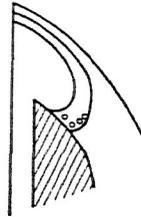
Auch an den Bechern der Hochdruck-Freistrahlturbinen treten Korrosionen auf, deren Angriffspunkt insofern von Interesse ist, als die von den Herren Vorrednern geschilderten Schlag- und Stoßwirkungen bei höheren Gefällen und Drehzahlen sicher stark auf der eigentlichen Schaufelfläche vorhanden sind. Die Beaufschlagungszeiten für eine Schaufel sind so klein, daß mit Recht von Hammerschlagwirkung gesprochen werden kann. Auf der Schaufelfläche kann man aber nur eine leichte Trübung der blanken Fläche feststellen, während die typischen Korrosionsfelder im Ausschnitt, also im Strahlschatten sich bilden, insbesondere bei längerem Betrieb mit kleinem Strahl, Abb. 1.

Die Narben sind auch hier wie bei Francis turbinen im Grunde durchaus schwammig, auch ihr erstes Auftreten und

Anwachsen erfolgt analog den Erscheinungen an Francis-turbinen. Meines Erachtens kann es sich nur um chemische oder elektro-chemische Vorgänge handeln und ich möchte anregen, die in der Auflösung begriffenen Randschichten der Korrosionsfelder einmal metallographisch untersuchen zu lassen. Vielleicht läßt sich dadurch eine Aufklärung der schwierigen Frage erreichen.

Was die im Report of Hydraulik Power Committee 1924 veröffentlichte Korrosionsstatistik betrifft, so sollte man, wenn man eine Formel für das Grenzgefälle angibt, auch stets eine Angabe über die Form des Laufrades hinzufügen. Die Wahl der Größe und die Verteilung des Schaufeldruckes sind entscheidend. Ich habe die folgenden Formeln aus genannten und anderen Erfahrungen abgeleitet:

$$\text{Grenzgef. } H_g = \frac{8.5 - H_s}{c_g^2 + u_1^2 \cdot 0,11} \quad \text{Abb. 1}$$



H_g ist das Grenzgefälle für eine Turbinenserie, dessen Überschreitung Kavitation und Korrosion zur Folge hat. H_s das statische Sauggefälle. $c_g^2 \cdot H$ ist der Saugrohrumsatz oder Rückgewinn, c_g ist eine fiktive Geschwindigkeit (und zwar eine spezifische $\sqrt{2gH} = 1$ gesetzt). $c_g^2 = \eta_s (c_2^2 - c_3^2)$. c_2 ist die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad, c_3 aus dem Saugrohr, η_s der Wirkungsgrad des Saugrohres. Ebenso ist u_1 die Laufradumfangsgeschwindigkeit spezifische Geschwindigkeit. Man könnte natürlich auch schreiben:

$$c_g^2 + 0,11 u_1^2 = \frac{H_g}{H} + 0,11 \cdot \frac{\bar{u}_1^2}{2gH}$$

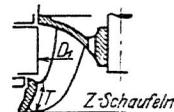


Abb. 2

worin H_g die im Saugrohr in Druck umgesetzte Geschwindigkeitshöhe, \bar{u}_1 die tatsächliche Umfangsgeschwindigkeit ist. Dabei muß der Formfaktor des Laufrades

$$\frac{T \cdot z}{D_1} \geq 3.6 - \frac{n_s}{275}$$

sein, Abb. 2. Natürlich sind dies nur verhältnismäßig rohe Zahlen und der Konstrukteur wird durch geschickte Formgebung höhere Werte erreichen können.

VON PFLEIDERER, BRAUNSCHWEIG

Man muß unterscheiden zwischen Anfressungen auf der Vorder- und Rückseite der Schaufeln. Bei den Anfressungen auf der

Vorderseite (Druckseite), die in Kreiselpumpen häufig vorgefunden werden, ist Kavitation wahrscheinlich nicht die Ursache, zudem die Beschädigungen der Oberfläche nicht in der Nähe der Eintrittskante, sondern etwa in Schaufelmitte, manchmal auch dicht bei der Austrittskante, also an Stellen vorkommen, an denen im Fall der homogenen Flüssigkeit die größten im Laufrad auftretenden Drücke herrschen. Es ist auch nicht anzunehmen, daß eine Hohlraumbildung an der Eintrittskante bis dahin ihre Schattenwirkung erstrecken kann, zudem diese auf der anderen Seite der Schaufel zu erwarten ist. Allerdings habe ich diese Erscheinungen nur beobachtet, falls die geförderte Wassermenge im Dauerbetrieb kleiner als die des stoßfreien Eintritts ist: Ist die Durchflußmenge sehr stark verringert, so rücken sie von der Schaufel weg nach der Kanalmitte zu und machen sich dann an den Seitenwänden¹⁾ bemerkbar. Dies zeigt folgender sehr interessante Fall. Bei einem Laufrad einer Wasserwerkspumpe war an einer Schaufel das Eintrittsende ausgebrochen und als Folge hiervon rückten die Anfressungen, die vorher gleichmäßig an der eben erwähnten Stelle der Vorderseite sämtlicher Schaufeln aufgetreten waren, in dem zu der gebrochenen Schaufel gehörigen Kanal, von dieser weg nach der Seitenwand in Höhe der Kanalmitte. Da die Lage der Anfressungen mit der Stelle übereinstimmt, an der im Strombild der reibungslosen Strömung das Wasser in geschlossenen Bahnen strömt, so ist es nahelegend, die Erscheinung mit dem relativen Kanalwirbel in Zusammenhang zu bringen. Doch ist dann immer noch zu klären, warum die Anfressungen gerade an den Stellen kleiner Geschwindigkeit auftreten.

Ich habe an der zweistufigen Kondensatpumpe meines Laboratoriums, die mit Gußeisenkreiseln versehen war, Anfressungen derselben Art beobachtet. Merkwürdig war, daß das Laufrad der zweiten Stufe wesentlich stärker angefressen war als das der ersten, ein Umstand, der mit Sicherheit beweist, daß Dampfbildung nicht mit im Spiel ist.

EINFLUSS DER SAUGHÖHE AUF DIE SPEZIFISCHE SCHAUFELBELASTUNG

VON W. WAGENBACH, DARMSTADT

Die zulässige Saughöhe ist durch den kleinsten Druck innerhalb der Schaufel bestimmt. Wie Herr Kollege Braun schon ausführte, ist dieser kleinste Druck durch die spezifische Drehzahl allein noch nicht genügend festgelegt. Er ist auch von der

¹⁾ Vgl. auch Pfeleiderer, die Kreiselpumpen, Abb. 199.

Größe der Fläche abhängig, und ich möchte hinzufügen, er ist auch in hohem Maße von der Verteilung des Arbeitsdruckes auf der Schaufelfläche abhängig. Je größer an einer Stelle der Schaufel der durchschnittliche hydraulische Druck $\frac{\dot{p}_m}{\gamma}$ ist, desto mehr Energie darf an dieser Stelle übertragen werden, ohne daß sich auf der Schaufelrückseite ein unzulässig kleiner Druck einstellt. Dieser gefährliche kleinste Druck $\frac{\dot{p}_r}{\gamma}$ an irgendeinem

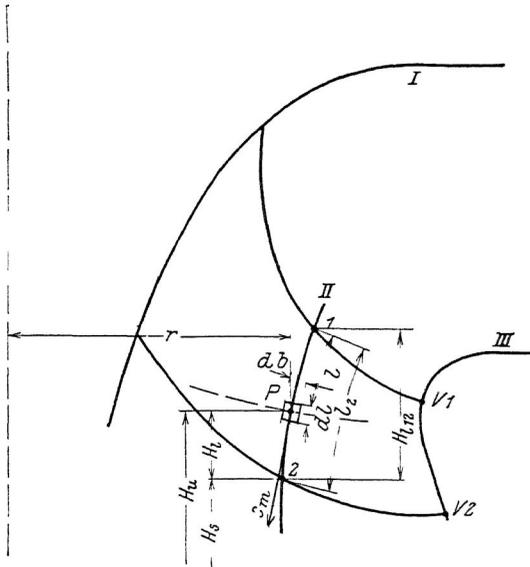


Abb. 1

Punkte der Schaufelrückfläche wird dann am größten, die Verhältnisse also am günstigsten, wenn \dot{p}_r längs eines jeden Wasserfadens konstant gehalten wird. Ich habe dieses Konstruktionsprinzip seit zwei Jahren in meinen Vorträgen aufgestellt und habe es auch verschiedentlich praktisch erprobt. Im folgenden wird gezeigt, wie auf einer angenäherten Berechnung von \dot{p}_r ein Verfahren zum Entwerfen von Schaufeln aufgebaut werden kann, die verhältnismäßig große Sauggefälle zulassen. Auch als Grundlage für eine Statistik über Korrosionserscheinungen, wie wir sie vorhin kennengelernt haben, dürfte das Verfahren eine gewisse Bedeutung haben.

Bezeichnungen (siehe Abb. 1).

- H_a = Druck der Atmosphäre in m Wassersäule.
 H_s = Saughöhe bis zur Laufradaustrittskante.
 H_1 = Laufradhöhe vom Austritt bis zu dem betrachteten Punkt x .
 H_u = $H_s - H_1$.
 H = Gefälle.
 u = Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades pro $1 m$ Gefälle
 ω = Winkelgeschwindigkeit „ „ „ 1 „ „
 c = absolute Geschwindigkeit des Wassers „ 1 „ „
 c_u, c_m = Komponenten von c in Richtung des Umfanges und senkrecht dazu.

Index e = Punkte am Turbinenbeginn.

- „ 1 = „ „ Laufradeintritt,
 „ x = „ im Laufrad.
 „ 2 = „ am Laufradaustritt.
 „ a = „ „ Turbinenende.

(Geschwindigkeiten ohne Index beziehen sich auf den Punkt x .)

h_{wa2} = Verlusthöhe zwischen a und 2 . pro $H m$ Gefälle.

$\frac{p}{\gamma}$ = Druck in m Wassersäule, „ H „ „

$h_{12} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma}$ = Spaltüberdruck, „ H „ „

Δh = Druckdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite der Schaufel „ H „ „

l = meridionale Länge des Wasserfadens vom Laufradeintritt bis zu dem beliebigen Punkt x .

l_2 = meridionale Länge eines Wasserfadens zwischen den Punkten 1 und 2 .

z_2 = Laufschaufelzahl.

φ = Verengung durch die Laufschaufeln.

ε = hydraulischer Wirkungsgrad der Turbine.

ε_s = Saugrohrwirkungsgrad.

Der Druck im Laufrad. Um leicht übersichtbare Ergebnisse zu erhalten, wird man von den einfachsten Voraussetzungen ausgehen, mit mittleren Geschwindigkeiten auf den Parallelkreisen rechnen und für alle Wasserfäden, von den Vorder- bis zu den Rückseiten der Schaufeln, auf der gleichen Flutfläche das gleiche Gesetz für $u \cdot c_u$ annehmen. Daraus folgt ein linearer Druckanstieg Δh von der Rückseite der einen bis zur Vorderseite der nächsten Schaufel. Es ist

$$\frac{p_r}{\gamma} = \frac{p_m}{\gamma} - \frac{\Delta h}{2}, \quad (1)$$

wobei p_m den mittleren Druck auf dem betreffenden Parallelkreis bedeutet.

Der Druck ist nach dem Bernoullischen Gesetz mit den übrigen Größen verknüpft durch

$$\frac{p_m}{\gamma} = H_a + H - H_u - H \left(\frac{u_1 c_{u1}}{g} - \frac{u c_u}{g} - \frac{c_m^2}{2g} - \frac{c_u^2}{2g} \right) - h_{\text{weex}} \quad (2)$$

Die Abb. 3–5 zeigen diese Gefällsaufteilung.

Nunmehr soll der Druckanstieg Δh von Schaufel zu Schaufel ermittelt werden. Aus

$$z_2 \cdot db \cdot dl \Delta h \cdot \gamma \cdot r \cdot \omega = dQ \cdot \gamma \cdot dH \cdot \varepsilon$$

ergibt sich

$$\frac{\Delta h}{2} = - \frac{\pi \cdot \varphi}{z_2 \cdot \omega} \cdot c_m \cdot \frac{d(u c_u)}{g \cdot dl} \cdot H \quad (3)$$

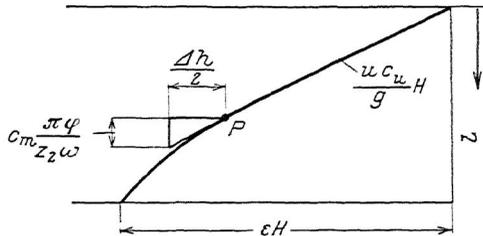


Abb. 2

In Abb. 2 ist gezeigt, wie $\frac{\Delta h}{2}$ graphisch nach Gl. (3) ermittelt wird. Aus den Gl. (1–3) kann der Druck auf der Rückseite einer gegebenen Schaufel berechnet werden, vorausgesetzt, daß die Flutbahnen und die c_m bekannt sind. Damit ist der erste Teil der gestellten Aufgabe gelöst. Die Abb. 3 und 4 zeigen für ein schnellaufendes Francisrad die Lösung bei einem geradlinigen und einem sinusförmigen Verlauf der $u c_u$ -Linie. Im ersten Fall ergibt sich der niedrigste Druck p_r unmittelbar am Austritt, im zweiten Fall in seiner Nähe. Bekanntlich treten auch die Korrosionen bei hohem Sauggefälle an dieser Stelle auf.

Die graphische Ermittlung der $\frac{u c_u}{g}$ -Linie für konstanten Rückendruck $\frac{p_r}{\gamma}$. Die günstigste $u c_u$ -Linie im Sinne der vorliegenden Abhandlung wird erhalten, wenn $\frac{p_r}{\gamma}$ über die ganze Schaufellänge l_2 konstant wird. Setzt

man in Gl. (1) $\frac{d_r}{\gamma} = \text{konst.}$, dann stellen die Gl. (1–3) die Differentialgleichung einer Schar von $u c_u$ -Linien dar. Durch die Grenzbedingung

$$\frac{u_1 c_{u1} - u_2 c_{u2}}{g} = \varepsilon \quad (4)$$

wird die zu verwendende Linie aus der Schar ausgeschieden.

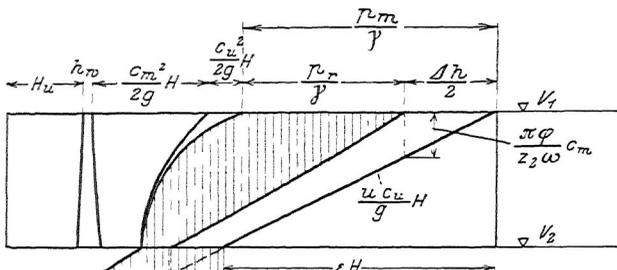


Abb. 3

Die graphische Durchführung der Rechnung ist aus der Abb. 5 ersichtlich. Nach Ermittlung aller c_m und u sind der Reihe nach H_u , h_w , $\frac{c_m^2}{2g} H$ und $\frac{c_u^2}{2g} \cdot H$, $\frac{c_u^2}{2g} \cdot H$ über den zuge-

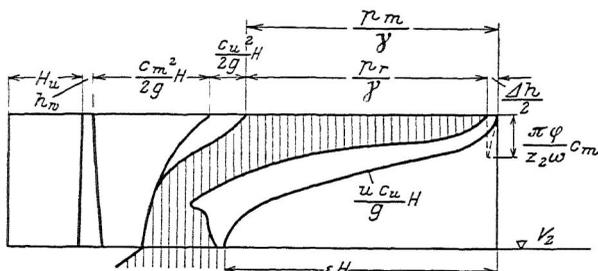


Abb. 4

hörigen l aufgetragen worden. Der übrige Verlauf der $\frac{c_u^2}{2g} \cdot H$ wurde schätzungsweise verzeichnet vorbehaltlich späterer Richtigstellung nach Ermittlung der $\frac{u c_u}{g}$. Von der so erhaltenen Endlinie B aus wird senkrecht nach unten $\frac{\pi \cdot \varphi}{z_2 \cdot \omega} c_m$ aufgetragen.

Jedem Punkt B entspricht ein senkrecht darunter liegender C auf der neuen Linie. Über den Strecken BC als Katheten wird eine Schar von rechtwinkligen Dreiecken ABC so gebildet, daß die Hypotenusen Tangenten an die durch die Punkte A bestimmte Kurve darstellen. Gl. (3) zeigt, daß diese A -Linie der gesuchten $\frac{u \cdot c_u}{g} \cdot H$ -Linie kongruent sein muß. Die Richtung der ersten Tangente $C_1 A_1$ bestimmt die zukünftige Höhe der A -Linie; sie muß so ausprobiert werden, daß die Gl. (4) erfüllt wird. Die Strecken AB stellen $\frac{\Delta h}{2}$ dar. Die um $A_1 D_1$ verschobene A -Linie

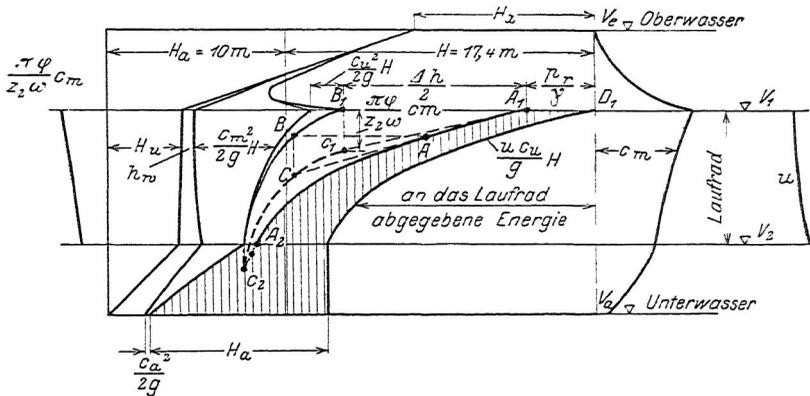


Abb. 5

ist die eigentliche $\frac{u \cdot c_u}{g} \cdot H$ -Kurve.

Auf die weitere Aufgabe, die Laufschaufel so zu bilden, daß die erstrebte Funktion

$$\frac{u \cdot c_u}{g} = f(l)$$

auch wirklich erreicht wird, soll hier nicht eingegangen werden.

Näherungsformel für die zulässige Saughöhe. Obwohl die eben geschilderte Lösung leicht die größte zulässige Saughöhe erkennen läßt, ist es doch erwünscht, dieselbe auch rechnerisch überschlagen zu können, ohne daß man schon die $u \cdot c_u$ -Linie entwerfen muß.

Wir müssen $\frac{p_r}{\gamma} + H_u$ für den Punkt des Laufrades berechnen,

für den $\frac{\dot{p}_r}{\gamma}$ am kleinsten ist. Da wir $\frac{\dot{p}_r}{\gamma}$ konstant halten wollen, können wir jeden beliebigen Punkt wählen. Wir beziehen auf den Laufradaustritt

$$\frac{\dot{p}_r}{\gamma} + H_s = H_a - \varepsilon_s \frac{c_2^2}{2g} H - \frac{\Delta h_2}{2} \quad (5)$$

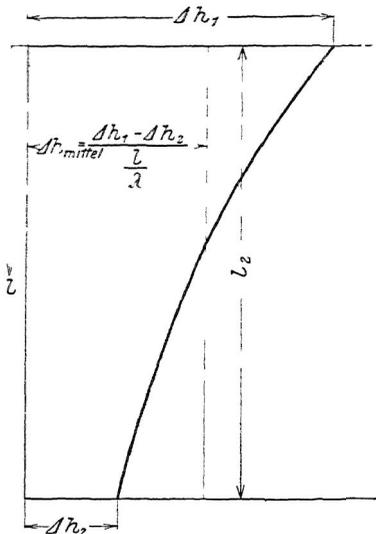


Abb. 6

= $f(l)$ angenommen wird, die zwei Konstanten enthält, dann lassen sich diese aus den beiden genannten Bedingungen bestimmen und jede Ordinate Δh , also auch das gesuchte Δh_2 , kann berechnet werden. Ich fand es zweckmäßig, zu setzen

$$\Delta h = \Delta h_1 \cdot e^{-\frac{l}{\lambda}} \quad (7)$$

Daraus folgt

$$\Delta h_2 = \Delta h_1 \cdot e^{-\frac{l_2}{\lambda}} \quad (7a)$$

Der mittlere Flächendruck

$$\Delta h_{\text{mittel}} = \frac{\Delta h_1}{l_2} \int_0^{l_2} e^{-\frac{l}{\lambda}} \cdot dl = \frac{\lambda}{l_2} \cdot \Delta h_1 \left(1 - e^{-\frac{l_2}{\lambda}} \right)$$

$$\Delta h_{\text{mittel}} = \frac{\lambda}{l_2} (\Delta h_1 - \Delta h_2) \quad (8)$$

Der Saugrohrrückgewinn wird berechnet nach

$$\varepsilon_s \frac{c_2^2}{2g} = \frac{c_2^2 - c_a^2}{2g} - \frac{h_{w2a}}{H} \quad (6)$$

Die Gl. (5) ist bereits die gesuchte Beziehung, allerdings ist Δh_2 noch nicht bekannt. Eine scharfe analytische Berechnung ist kaum möglich, denn in dieselbe müßten H_u , h_w , c_m , φ als Funktionen der Bahnlänge eingeführt werden. Es sind jedoch zwei Aussagen über die Δh möglich. Der durchschnittliche Flächendruck Δh_{mittel} ist durch die Turbinenabmessungen bestimmt. Ferner läßt sich der Spaltüberdruck h_{12} in eine einfache Beziehung zu den Grenzwerten Δh_1 und Δh_2 bringen. Wenn eine Funktion Δh

Ferner ist nach Gleichung (3)

$$\frac{1}{l_2} \int_0^{l_2} \Delta h \cdot dl = - \frac{2\pi \cdot \varphi \cdot H}{l_2 \cdot z_2 \cdot \omega} \int c_m \cdot d \frac{u c_u}{g}$$

$$\frac{\Delta h_{\text{mittel}}}{2} = \frac{\pi \cdot \varphi \cdot \varepsilon \cdot H}{l_2 \cdot z_2 \cdot \omega} c_m^{\text{mittel}} \quad (9)$$

der Spaltüberdruck ist nach der Turbinentheorie

$$h_{12} = H \left(\varepsilon + \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} \right) - H_{l_{12}} + h_{w_{12}}. \quad (10)$$

Da der Restdruck $\frac{p_r}{\gamma}$ konstant ist, gilt

$$\frac{p_r}{\gamma} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{\Delta h_1}{2} = \frac{p_2}{\gamma} - \frac{\Delta h_2}{2}$$

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = h_{12} = \frac{\Delta h_1 - \Delta h_2}{2}. \quad (11)$$

Aus (7a) und (11) ergibt sich

$$\frac{\Delta h_2}{2} = \frac{h_{12}}{\frac{l_2}{e^\lambda - 1}} \quad (12)$$

Aus (8) und (11) ergibt sich

$$\frac{l_2}{\lambda} = \frac{2h_{12}}{\Delta h^{\text{mittel}}} \quad (13)$$

Mit Hilfe der Gl. (5, 9, 10, 12 und 13) kann die unter den allgünstigsten Umständen zulässige Saughöhe berechnet werden.

Damit möge noch die Saughöhe verglichen werden, die ein Rad mit konstantem Arbeitsdruck $\Delta h = \Delta h^{\text{mittel}}$ ergibt,

$$\frac{p_r}{\gamma} + H_s = H_a - \varepsilon_s \frac{c_2^2}{2g} \cdot H - \frac{\Delta h^{\text{mittel}}}{2}, \quad (14)$$

dabei wird Δh^{mittel} nach Gl. (9) berechnet.

Zahlenbeispiel. Eine Turbine mit der spezifischen Drehzahl $n_s = 400$ soll bei einem Gefälle von $H = 17,4$ m eingebaut werden. Wie groß darf das Sauggefälle einschließlich des Rückendrucks, $H_s + \frac{p_r}{\gamma}$, zugelassen werden? Eines der Laufräder soll für konstanten Rückendruck p_r , ein zweites für kon-

stanten Arbeitsdruck Δh entworfen sein. In beiden Fällen sollen einmal 15 und einmal 12 Laufschaufeln gewählt werden.

Eine Proberechnung zeigt, daß die Verhältnisse für den äußersten Wasserfaden III (Abb. 1) am ungünstigsten werden. Für diesen gilt: $c_{m1} = 2,78$ m/s, $c_{m2} = 1,68$, $c_m^{\text{mittel}} = 2,40$,

$$\frac{u_1 c_{u1}}{g} = \varepsilon = 0,87, \quad u_1 = 5,67, \quad c_{u1} = 1,54, \quad \frac{c_1^2}{2g} = 0,515,$$

$$\frac{c_2^2}{2g} = 0,144, \quad h_{w12} = 0,023 H, \quad H_{l12} = 0,022 H.$$

$$h_{w.a} - \frac{c_a^2}{2g} H = 0,052 H.$$

$$l_2 = 0,38 \text{ m} \quad \varphi = 0,90, \quad \varepsilon_s \frac{c_s^2}{2g} = 0,092. \quad \text{Ferner ist } H_a = 10 \text{ m}, \\ \omega = 4,2^\circ.$$

Berechnung für konstanten Rückendruck \hat{p}_r :

$$h_{12} = H (0,87 + 0,144 - 0,515 - 0,022 + 0,023) = 0,50 H \quad (10)$$

$$\frac{\Delta h^{\text{mittel}}}{2} = \frac{\pi \cdot 0,9 \cdot 0,87 \cdot 2,4}{0,38 \cdot 15 \cdot 4,2} H = 0,246 H \quad (z_2 = 15). \quad (9)$$

$$\frac{l_2}{\lambda} = \frac{0,50}{0,246} = 2,035, \quad e^{\frac{l_2}{\lambda}} = 7,60 \quad (13)$$

$$\frac{\hat{p}_r}{\gamma} + H_s = 10 - 17,4 \left(0,092 + \frac{0,50}{7,6 - 1} \right) = 7,08 \text{ m bei } z_2 = 15. \quad (5) (12)$$

Bei 12 Schaufeln wird

$$\frac{\Delta h^{\text{mittel}}}{2} = 0,307 H, \quad \frac{l_2}{\lambda} = 1,628, \quad e^{\frac{l_2}{\lambda}} = 5,1$$

$$\frac{\hat{p}_r}{\gamma} + H_s = 10 - 17,4 \left(0,092 + \frac{0,50}{5,1 - 1} \right) = 6,28 \text{ m bei } z_2 = 12.$$

Für konstanten Arbeitsdruck Δh ergibt sich

$$\frac{\hat{p}_r}{\gamma} + H_s = 10 - 17,4 (0,092 + 0,246) = 4,12 \text{ m bei } z_2 = 15. \quad (14)$$

$$\frac{\hat{p}_r}{\gamma} + H_s = 10 - 17,4 (0,092 + 0,307) = 3,05 \text{ m bei } z_2 = 12.$$

Die Ergebnisse zeigen den zu erwartenden großen Einfluß der Verteilung des Arbeitsdrucks über die Schaufel auf die zulässige Saughöhe. Es wird schwer sein, bei einer Korrosionsstatistik alle diese Einflüsse zu erfassen. Es dürfte aber keine Schwierigkeiten machen, wenigstens nach den Gl. (9) und (14), also unter Voraussetzung konstanten Arbeitsdrucks, den Wert von $\frac{p_r}{\gamma}$ zu berechnen, bei dem Korrosionen aufgetreten sind. Eine Bekanntgabe solcher Grenzwerte würde sicher von allgemeinem Nutzen sein.

ZUM VORTRAG FÖTTINGER

VON B. ECK, AACHEN

Die auffälligen Beobachtungen, die Prof. F ö t t i n g e r bei Kavitationsversuchen an Glas festgestellt hat, lassen sich durch die bei Metallflächen aufgestellten und wohl auch zutreffenden Deutungen von lokalen Stößen, Ausscheidungen von naszierendem Wasserstoff usw. wegen der Inaktivität von Glas gegenüber derartigen Einflüssen wohl kaum erklären. Vielleicht spielen hier lokale reibungselektrische Erscheinungen eine Rolle. Auch könnte man an die Wirkung der Kapillarkräfte von ganz kleinen Gasbläschen denken. Setzt sich z. B. in den mikroskopisch kleinen Ritzen einer Glasscheibe, die der Größenordnung nach vielleicht $\frac{1}{1000}$ mm betragen, eine Luftblase von $\frac{1}{1000}$ mm Durchmesser an, so entsteht durch die Kapillarkräfte im Inneren ein Druck $p = 2 \frac{T}{r} = 3,3 \text{ kg/cm}^2$, wenn T die Kapillarkonstante ist. Durch das vorbeiströmende Wasser wird nun sehr leicht eine andere mitschwimmende Blase mit den feststehenden in Berührung kommen, die sich dann sofort vereinigen. Hat die Blase dieselbe Größe, so wird die neue Blase unter Berücksichtigung isothermer Expansion einen Durchmesser von $d_2 = d_1 \sqrt{2} = \frac{1,41}{1000}$ mm annehmen, d. h. es findet eine Expansion und damit eine nach außen abgegebene Arbeit statt vom Drucke $p_1 = 3,3 \text{ kg/cm}^2$ auf $p_2 = 1,164 \text{ kg/cm}^2$. Die Größenordnung der hier auftretenden Kräfte erscheint indes zu klein, als daß man hieraus örtliche Zerstörungen ableiten könnte.

VON J. ACKERET, GÖTTINGEN

Ich habe im Institut für angewandte Mechanik Vorversuche für den Bau einer größeren Kavitations-Versuchs-

einrichtung gemacht, die gegenwärtig in diesem Neubau aufgestellt wird. Die Versuchsanordnung war in mancher Hinsicht der Föttingerschen ähnlich, nur war alles in kleineren Dimensionen gehalten

Ich möchte Ihnen hier einige Ergebnisse mitteilen. In Abb. 1 und 2 sind Ausmessungen des (statischen) Druckfeldes in der Nachbarschaft eines Flügelprofils aufgetragen. Der Wasserstrom von viereckigem Querschnitt 15×35 mm hat in beiden Fällen dieselbe Geschwindigkeit von rund 16 m/sek. Im Falle der Abb. 1 strömte der Strahl unmittelbar ins Freie, während bei

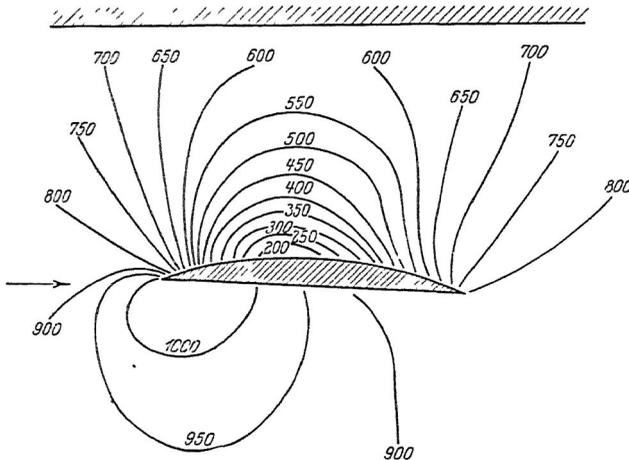


Abb. 1. Druckverteilung vor Eintritt der Kavitation

dem Versuch Abb. 2 die Geschwindigkeit durch einen Diffusor in Druck umgesetzt wurde, so daß an der Stelle, wo der Flügel eingebaut war, der Druck besonders tief gehalten wurde. Es zeigt sich eine außerordentliche Verschiedenheit. Abb. 1 gibt die Kurven konstanten Druckes ziemlich gut, wie sie nach der Theorie der Zirkulationsströmung zu erwarten sind, man bemerkt, daß auf Ober- und Unterseite der Wasserdruck sehr verschieden ist, und ein ziemlich großer Quertrieb auftritt. Dagegen ist in Abb. 2 der Druck auf Ober- und Unterseite sehr tief, eine wesentliche Druckdifferenz ist trotz der großen Geschwindigkeit nicht vorhanden. Hinter dem Flügel beobachtete man ein wirbelndes Gemisch von Luft- und Dampfblasen und Wasser.

Mehr Klarheit brachten Versuche mit einer Düse von vier-eckigem Querschnitt, die auf zwei gegenüberliegenden Seiten mit Glasplatten abgedeckt war und eine gute Beobachtung ge-stattete. Die Düse ist im Längsschnitt in Abb. 3 unter die Meß-kurven gezeichnet, und es sind dort auch die Druckmeßstellen eingetragen. Bei kleiner Geschwindigkeit zeigt die Düse zunächst das gewohnte Verhalten, nämlich Druckabfall bis zur engsten Stelle, sodann Druckanstieg. Wurde nun durch Erhöhen der Geschwindigkeit der Druck in den engen Querschnitten mehr

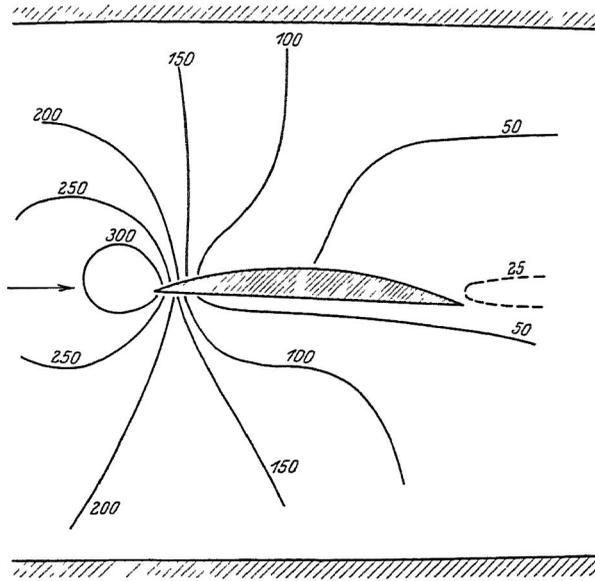


Abb. 2. Druckverteilung nach Eintritt der Kavitation

und mehr gesenkt, so beobachtete man die Bildung eines weißen undurchsichtigen Schaumes an der Oberfläche, ausgehend vom engsten Querschnitt. Die Schaumzone entspringt an kleinen Unebenheiten und wechselt manchmal plötzlich Ursprungspunkt und Gestalt, so daß die Druckanzeigen stark und unregelmäßig schwankten. Durch Auflegen zweier dünner Drähte (0,2 mm), siehe Abb. 4, gelang es, den Ursprung der Luft- bzw. Dampfaus-scheidung festzulegen, so daß das Schaumband gleichmäßig über die Flanken sich legte. Weiteres Steigern der Geschwindigkeit bewirkt, daß die Schaumzone nach hinten rückt. Besonders interessant ist der Verlauf der Druckkurve nach Beginn der Aus-

scheidung. Die Ähnlichkeit mit den bekannten Druckmessungen von Stodola an Dampfdufen fällt auf und läßt stoßartige Vorgänge an den Stellen vermuten, wo der Schaumstreifen (bis auf eine sehr schwache Trübung) verschwindet. Wir haben es offenbar mit einem Verdichtungsstoß zu tun; der Schaumstreifen muß als eine stark kompressible Flüssigkeit angesehen werden, deren Schallgeschwindigkeit in der Größenordnung 10 m/sek liegt. Die Luft- und Dampfblasen stürzen beim Durch-

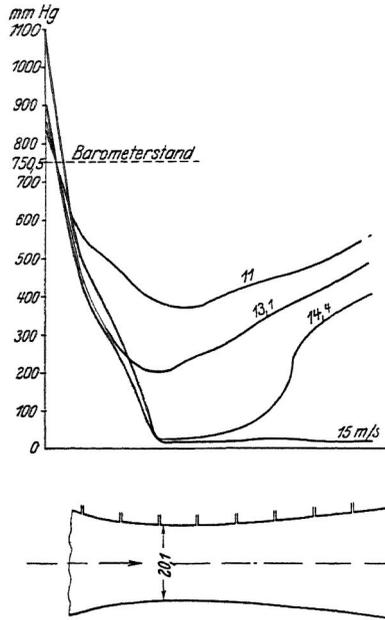


Abb. 3. Drücke in einer Düse bei verschiedenen Durchströmgeschwindigkeiten

tritt durch die (nicht ebene) Stoßfläche zusammen, Volumen und Geschwindigkeit verkleinern sich dabei, während der Druck plötzlich auf ein Vielfaches ansteigt¹⁾.

¹⁾ Dieses Zusammenstürzen der Blasen, die im Innern einen sehr geringen Druck haben, während außen plötzlich ein hoher Druck auftritt, hat sehr große örtliche Pressungen zur Folge. Wie eine Überschlagsrechnung lehrt, sind Drücke von 1000 Atmosphären, die allerdings nur sehr kurze Zeit auftreten und stark konzentriert sind, durchaus möglich. Nach Föttinger ist die Ursache der Anfressungen mechanischer Natur. Möglicherweise sind diese Stoßdrücke dabei beteiligt. Ein Anhaltspunkt dafür ist der Hinweis Föttingers, daß gerade an den (auch von ihm beobachteten) Stellen, wo der Schaumstreifen verschwindet, besonders starke Anfressungen festgestellt werden.

An Flügelprofilen sind ganz ähnliche Erscheinungen zu erwarten und teilweise auch beobachtet worden. Die Schaumbildung fängt in der Nähe der Vorderkante an und verschwindet weiter hinten mit einem Verdichtungsstoß, der mit zunehmender Geschwindigkeit sich der Hinterkante nähert. Der Schaumstreifen hat infolge seines Luft- und Dampfgehaltes eine kleine Dichte, man müßte eigentlich erwarten, daß die Oberflächenreibung deswegen geringer ausfällt. Vielleicht ist dies mit der von Thoma und Schilhansl festgestellten Tatsache im

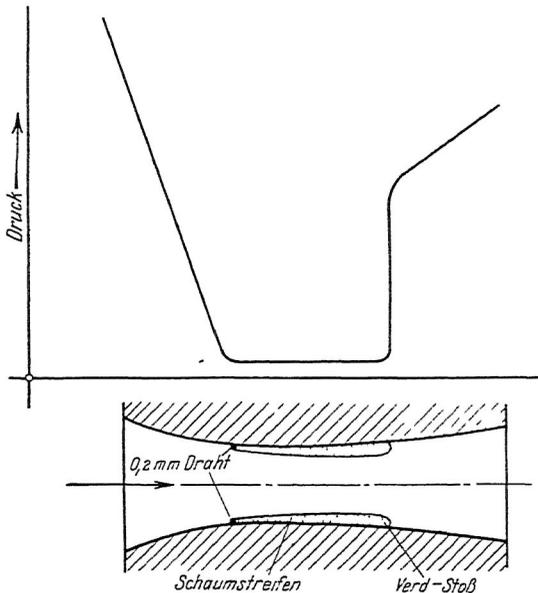


Abb. 4. Schaumbildung in der Düse bei tiefem absoluten Druck

Zusammenhang, daß beim ersten Einsetzen der Kavitation der Wirkungsgrad der Turbinen merkwürdigerweise etwas ansteigt. Bei weiterem Absinken des Druckes verschlechtert er sich allerdings sehr rasch, die Druckverteilung hat dann Ähnlichkeit mit Abb. 3.

ZUM VORTRAG PRANDTL ÜBER TURBULENZ

VON H. FÖTTINGER

Zu den interessanten Ausführungen von Herrn Prandtl bemerke ich, daß wir nach meiner Rückkehr nach Danzig 1919

eine ähnliche Versuchs-Einrichtung zum Studium der Turbulenz-Vorgänge (Ausflußrinne ca. 6—8 m lang, 8×20 cm Querschnitt mit senkrechten Spiegelglaswänden, anschließend an einen vorhandenen Tank von $6 \text{ m} \times 80 \times 80 \text{ cm}$) zu beschaffen begonnen haben, wie sie Herr Nikuradse benutzt hat. Zum Beobachten und Photographieren der Differentialbewegung (Herausgreifen von Strömungszonen von bestimmter Absolutgeschwindigkeit)

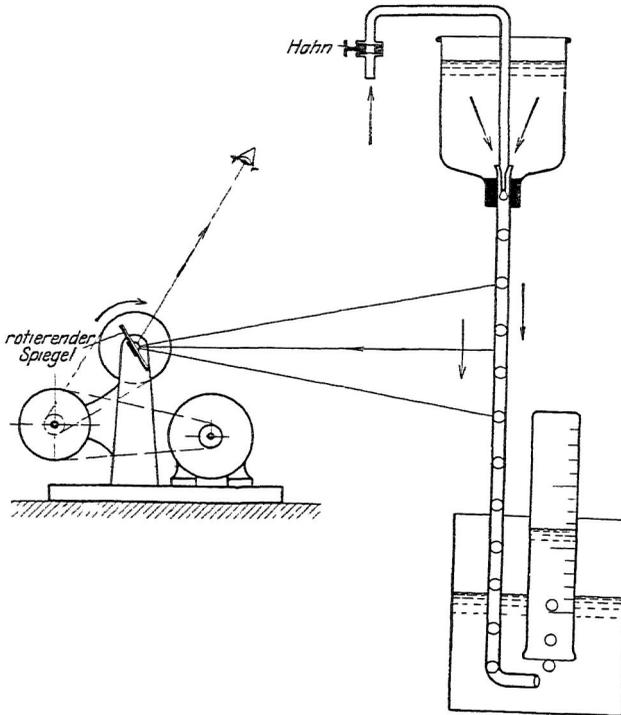


Abb. 1

war dort gleichfalls ein Schienenwagen vorgesehen, wozu die bequeme Beobachtung wechselnder Relativbewegungen bei 2 mit annähernd gleicher Geschwindigkeit parallel bewegten Fahrzeugen (Eisenbahnzügen) die Anregung gab. Infolge der Nachkriegswirkungen, namentlich mangels jeglicher Mittel und genügender Hilfskräfte in dem abgeschnittenen kleinen Staate mußte die endgültige Fertigstellung bis zu meinem Fortzuge hinausgeschoben werden.

Wir haben jedoch 1923 Vorversuche mit der einfachen Ein-

richtung (Abb. 1) unternommen, die zum Studium der Turbulenz- und Kapillar-Erscheinungen bei Zumischung kleinerer und größerer Luftblasen zur Flüssigkeits-Strömung in Glasröhren diente. Die Einrichtung bestand aus einem durch Vorgelege von Hand oder motorisch angetriebenen rotierenden Spiegel; die ideelle Umfangs-Geschwindigkeit der horizontalen Eintrittsstrahlen wurde der jeweiligen Strömungsgeschwindigkeit angepaßt. Es gelang, die einzelnen Blasen scheinbar stillstehend dem bloßen Auge sichtbar zu machen und die Relativbewegungen und ihre Umbildung auch bei beträchtlicher Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar zu beobachten¹⁾. Die Einrichtung eignet sich auch zum Herausfangen von Strömungsteilen bestimmter Geschwindigkeit aus Turbulenzströmungen, wobei die Kamera zweckmäßig stillsteht.

Hoffentlich bietet sich meinem Nachfolger, Prof. Flügel, Gelegenheit, die im Danziger Institut vorhandenen Teile zur Durchführung von Turbulenz-Versuchen zu verwenden.

SCHLUSSBEMERKUNGEN ZUR DISKUSSION ÜBER KAVITATION

(VORTRÄGE FÖTTINGER UND THOMA)

VON H. FÖTTINGER

Auf die Fragen von Herrn Bauersfeld wäre mitzuteilen, daß bei Glas kein perlenartiges Gefüge beobachtet wurde; die Rundung dürfte bei Wasserturbinen durch feinsten Sand, teilweise unter Zwischenbildung weichen Rostes entstehen. Die Anfressungen bei Glas und bei Propellern aus Gußeisen oder Bronze sind rauh zerklüftet (s. Abb. 5, S. 29). Statt Weichgummi wurde das ähnlich zähe Leder ins Auge gefaßt. Versuche mit Beton sind inzwischen begonnen.

Die Bemerkungen von Herrn D. Thoma über Rauwerden und Zerflattern von Strahlen erinnern mich an alte Erfahrungen bei Normaldüsen der „Hütte“, die uns 1906—09 zu Kondensatmessungen auf Turbinenschiffen dienten²⁾. Bei manchen Geschwindigkeiten war der Strahl glatt, bei anderen schuppig. Die Untersuchung der zugehörigen idealen Potentialströmung (durch graphische Integration) ergab bei a (Abb. 1) beträcht-

¹⁾ Vgl. auch meine Mitteilungen auf dem Danziger Physikertag, Zeitschr. f. angew. Mathematik u. Mechanik, Dezemberheft 1925: „Über Fortbildung des Turbinenprinzipes“, betr. einen „idealen Turbokompressor“.

²⁾ Vgl. Föttlinger, Eine neue Lösung des Schiffsturbinenproblems, Jahrb. d. Schiffbautechn. Ges., 1910, S. 218 f.

liche Übergeschwindigkeiten $c_{\max} > c$, daher Unterdrücke, Verzögerungen und Wirbelablösungen in der Wandreisschicht von a bis b , die als Schuppung hervortraten.

Bei dem häufigen Seitenwind (auf Deck!) neigten die Strahlen zu einseitiger Ablösung (Kontraktion), durch Eindringen von Luft in die Saugzone a . Die alsbald verschlechterte Ausflußziffer zeigte sich im schnellen Anstieg der nötigen Ausflußhöhe. Bei höheren Gefällen würde in Zone ab bald Kavitation auftreten.

Das Gesagte vermittelt auch die Theorie der genau entsprechenden, später (S. 213) von Herrn Thoma beschriebenen Düsenverfahren. Je nach der Turbulenz kommt Ablösung

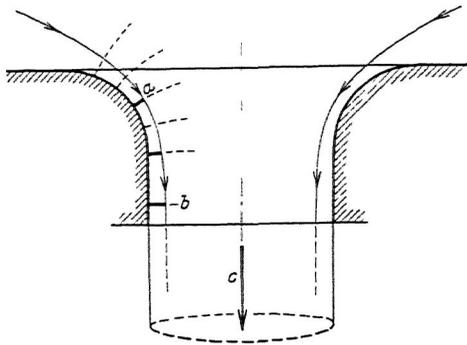


Abb. 1. Ausflußdüse mit zu scharfer Abrundung bei a . Daher treten dort Unterdrücke, Übergeschwindigkeiten und Ablösungen auf

zustande oder nicht; schuld ist stets die zu scharfe Abrundung.

Manchmal z. B. bei Peltondüsen, vermag natürlich schon die triviale Trägheitswirkung der „Zentrifugaldüsen“ (Körting usw.) das Zerflattern zu erklären; denn Drehung um die Längsachse ist in Rohren, Kanälen und Düsen überraschend oft vorhanden, jedenfalls stets dann, wenn strom-

auf zwei Krümmer mit sich schneidenden Ebenen (Abb. 2) lagen, die gewissermaßen ein Stück einer eckigen Schraubenlinie bilden.

Jeder Krümmer erzeugt für sich durch Grenzschichtablösung zwei entgegengesetzt drehende Wirbel oder Sekundärströmungen¹⁾. Der zweite Krümmer verstärkt die im Sinn dieser „Schraubenlinie“ drehende Wirbelung und schwächt oder unterdrückt die andere²⁾. In geraden Rohrstrecken erhält sich der Achswirbel außerordentlich zähe, da er nach dem Flächensatz nur durch

¹⁾ Zuerst erkannt und richtig durch Grenzschichtreibung und -Ablösung erklärt von Oberingenieur Isaachsen, siehe „Civilingenieur“, 1886, Heft 5, desgl. 1896, Heft 4 und Z. d. V. d. I., 1911, II, S. 215 f.

²⁾ In der Kondensator-Kühlleitung eines Turbinen-Torpedobootes hat Verfasser 1908 tangential Abweichungen der Geschwindigkeiten von der Achse um 45° gemessen. Die Verfolgung der theoretischen Vorbedingungen führte uns auf die auch durch Sonderversuche bestätigte Erklärung der Abb. 2.

vielzellige Leitflächen (Leiträder) oder durch Drehmomente der Wandschichtreibung beseitigt werden kann. Diese sind aber im geraden Rohr sehr gering, weil es sich um einen verallgemeinerten Rankineschen „kombinierten Wirbel“ handelt, dessen Umfangsgeschwindigkeiten sowohl nach der Achse wie nach der Wand stark abfallen ($c_{nr} \sim \text{konst}$).

Die durch Abb. 2 erklärte Erscheinung spielt nicht nur in Rohrleitungen, Venturi-Messern usw. eine erhebliche Rolle, sondern auch in vielen Turbinenkanälen, deren Stromführung zur Gattung derartiger Doppelkrümmen gehört. Durch Unkenntnis derselben sind unzählige irrtümliche Messungen und Schlußfolgerungen entstanden, da die Wirbelung erhebliche Druckunterschiede im Querschnitt erzeugen kann¹⁾.

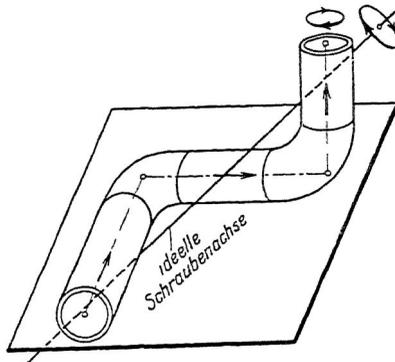


Abb. 2. Erzeugung von Drehung in Röhren, Kanälen usw. durch Aufeinanderfolge nichtebener Krümmungen

Die Bemerkungen von Herrn D. Thoma über Korrosion beruhen natürlich teilweise auf Mißverständnissen. Ich habe weder auf der Ingenieurtagung in Hannover 1924, noch auf der Schiffbautechnischen Tagung 1924, noch heute die Deutung unserer Versuche dahin verallgemeinern wollen, daß „mechanische Wirkungen allein für das Eintreten der Anfressung maßgebend sind“. Das würde einem Schiffbauer, der sein halbes Leben gegen chemische und galvanische Korrosionen zu kämpfen hat, ganz gegen den Strich gehen!

Wohl aber habe ich²⁾ scharf zwischen der trivialen lang-

¹⁾ Vgl. z. B. die Dissertation von Andres, Forschungsheft Nr. 76 des V.d.I., wo Diffusor wirkungsgrade über 1 ohne nähere Erklärung veröffentlicht wurden.

²⁾ Vgl. die Einleitung des Kapitels über die schnellen Korrosionen in meinem Schiffbautechn. Vortrag 1924, S. 318.

samen Korrosion (nach Jahren) und deren beispielloser Steigerung (2 Stunden bis 1 Monat) unterschieden und gerade den ungemein großen Unterschied der Intensitäten aufzuklären versucht. Die Darlegungen S. 66—67 zeigen, daß auch Herr Thoma sich unseren Überlegungen betr. Sprengwirkung der Kavitation in Rissen und Poren jetzt angeschlossen hat; sie geben eine hübsche Erläuterung der These, daß die mechanische Kavitationswirkung u. U. auch bei zähem Metall für sich die hinreichende Ursache bilden kann. Ausführliches über unsere Feststellungen bitte ich im gedruckten Vortrag selbst zu lesen.

Ähnliches gilt auch für die Bemerkungen der Herren Flügel, Pfeleiderer und Braun, deren Erfahrungen, wenn alle besonderen Umstände und Nebenerscheinungen berücksichtigt werden, den oben dargelegten Theorien nicht widersprechen. Zur Erklärung der Einzelerfahrungen müßten natürlich in jedem Falle noch die besonderen Bedingungen desselben (Gasgehalt des Wassers, Art der Saugrohre und Krümmer, Material, Oberflächenbeschaffenheit, Übergeschwindigkeiten, Hauptbelastungsgebiet der Maschine usw.) angegeben werden.

Die von Herrn Ackeret S. 105 erwähnte, mehrseitig beobachtete Tatsache, daß beim ersten Einsetzen der Kavitation der Wirkungsgrad von Turbinen etwas ansteigt, dürfte (vgl. S. 20, Abs. 2) daher rühren, daß ein Teil der vorer mit höchster Geschwindigkeit beströmten Wandreibstellen von Wasser und Wasserreibung ganz befreit wird, daß aber anderseits der Stoßverlust in dem jetzt hinter der Schaufel liegenden „Wassersprung“ noch klein ist¹⁾. Bei solcher Lage des Verdichtungsstoßes tritt Schaufelkorrosion nicht ein. Man könnte sogar diese Wirkungen der Kavitations-Kontraktion in Laufrädern systematisch hochzüchten!

¹⁾ Die Reibung hängt vom Geschwindigkeitsquadrat, der Stoßverlust von Geschwindigkeitsdifferenzen ab.

ZUR AUSBILDUNG VON TURBINENSAUGROHREN

VON OESTERLEN, HANNOVER

Für den Wasserturbinenbau ist heute die Saugrohrfrage eine der wichtigsten Aufgaben. Es ist dies einleuchtend, wenn wir uns daran erinnern, daß bei Schnellläufern, insbesondere bei den Propeller- und Kaplan-Turbinen die Austrittsverluste bis zu 30 und 40% ansteigen und doch noch gute Wirkungsgrade erreicht werden sollen.

Da wo ein genügend langes geradachsiges Saugrohr angewendet werden kann, ist die kegelförmig erweiterte Saugdüse immer das beste Mittel, um die tatsächliche Austrittsenergie am Saugrohrende klein zu bekommen. Das gilt aber nur bei nahezu achsialer Strömung im Saugrohr, also ungefähr senkrechttem Austritt aus dem Laufrad. Bei einer größeren Umfangskomponente der absoluten Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad ist die verhältnismäßige Geschwindigkeitsermäßigung viel kleiner, da die Umfangskomponente sich nur ganz wenig verringert (umgekehrt proportional zum Halbmesser des Saugrohres). Es ist dies mit ein Grund dafür, daß die Wirkungsgrade bei den Propellerrädern (mit festen Laufradschaufeln) bei großer und kleiner Füllung rasch abnehmen.

Dem wollen die Kaplan-Düse und der Hydracone-Regainer von White, Abb. 1, abhelfen, indem sie am Ende der geradachsigen Düse das Wasser durch eine senkrecht zur Saugrohrachse stehende Platte um 90° ablenken, in dieser Richtung noch führen und dadurch beide Geschwindigkeitskomponenten herunterdrücken. Zweifellos wird sich dadurch der Wirkungsgrad bei den ganz großen und den kleinen Beaufschlagungen verbessern.

Es entsteht bei diesen Saugrohren die Frage nach der günstigsten Form der Umlenkungskurve, also auf der Strecke von

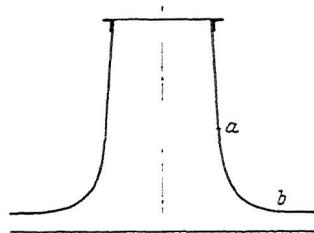


Abb. 1. Kaplan-Düse

a—b, Abb. 1, anfangend von dem Punkte *a*, in dem sich in der Saugrohrachse die Stauwirkung der Umlenkplatte bemerkbar macht, bis zu dem Punkt *b*, in dem der durch die Platte erzeugte Staudruck wieder in Geschwindigkeit umgesetzt ist.

White gibt an, daß diese Umlenkkurve der Gestalt des frei fallenden Strahles nachzubilden wäre, der auf eine senkrecht zur Strömungsrichtung stehende ebene Platte auftrifft¹⁾.

Wenn auch die Strömung in einem Rohr etwas anders verläuft als die eines freien Strahles, so dürfte uns doch dieser umgelenkte freie Strahl einen Anhalt für die Formgebung der Saugrohrdüse geben. Auch für die Gestaltung des Saugrohr-Krümmers werden sich maßgebende Gesichtspunkte gewinnen lassen, da ein solcher Krümmer angesehen werden kann als entstanden aus einem Sektor des geradachsigen Saugrohres mit Umlenkplatte (Kaplan-Krümmer), Abb. 2. Die übrigen unter dem Namen Flachkrümmer bekannten Saugkrümmerformen werden sich hier ebenfalls anreihen.

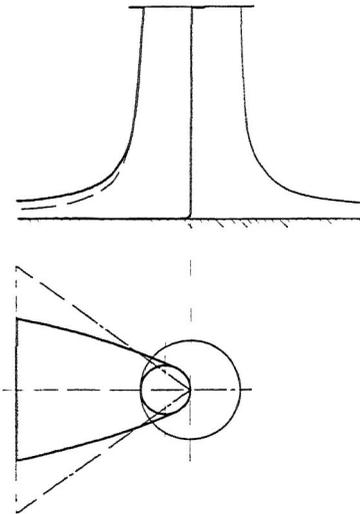


Abb. 2. Kaplan-Krümmer

Da in der Literatur keine durch Versuche erhärteten Angaben über die Form des freien durch eine ebene Platte rechtwinklig abgelenkten Strahles zu finden sind, habe ich mich auf Grund dieser Überlegungen entschlossen, zunächst diese Form zu untersuchen und einen meiner Assistenten, Herrn Dipl.-Ing. Reich, veranlaßt, entsprechende Versuche durchzuführen. Aus der Doktorarbeit, die aus diesen Versuchen entstanden und nahezu fertig ist, möchte ich Ihnen hier das Wesentlichste vortragen.

In der alten, noch von Herrn Geheimrat Frese erbauten, hydraulischen Versuchsanstalt der Techn. Hochschule Hannover ist ein Kreislauf vorhanden, bestehend aus Pumpe, Oberwasserblechgerinne und Spiralturbine, die in den im Fußboden liegenden Unterwassersumpf ausgießt. Die größte Fördermenge beträgt 60 l/sek und das Gefälle 2 m. Nach Wegnahme der Spiralturbine wurde dort die Versuchseinrichtung eingebaut: Aus einer gut

¹⁾ W. M. White, The Hydraulone Regainer. Mechanical Engineering 1921.

abgerundeten Düse mit 70 mm Öffnungsdurchmesser floß der Strahl senkrecht nach unten auf die Ablenkplatte, Abb. 3. Der Oberwasserspiegel konnte in seiner Höhenlage zwischen 600 bis 1300 mm über der Düsenmündung geändert werden. Die Stoßplatte ließ sich zwischen 140 und 430 mm Entfernung von der Düsenmündung einstellen, so daß das Gefälle vom Oberwasserspiegel bis zur Platte zwischen 740 und 1730 mm wechselte. Die Wassergeschwindigkeiten auf der Platte lagen demnach zwischen 3,8

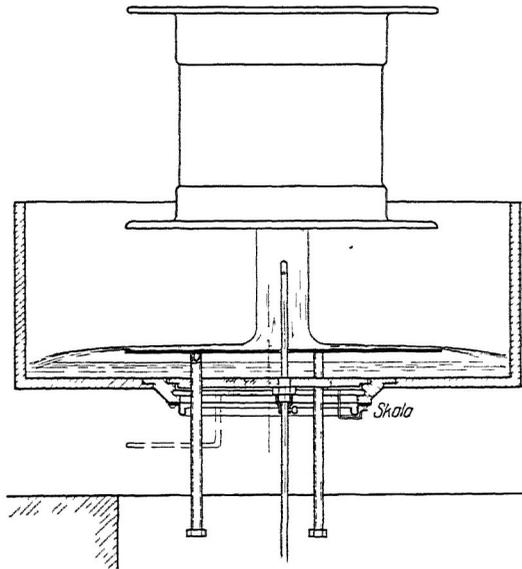


Abb. 3. Versuchsanordnung

und 5,8 m/sek. Abb. 4 zeigt eine photographische Aufnahme des Strahles bei einem Färbungsversuch zur Sichtbarmachung einer Stromlinie.

Bei verschiedenen Höhenlagen des Oberwasserspiegels und verschiedenen Plattenabständen von der Düse wurde nun die äußere Strahlbegrenzung gemessen; außerdem bei einer Plattenlage im Innern des Strahles Druck- und Geschwindigkeitsmessungen in verschiedenen Höhen und Abständen von der Strahlachse durchgeführt. Aus diesen Messungen konnte dann das ganze Strömungsbild entwickelt werden, wie es in Abb. 5 dargestellt ist, wo die Kurven gleichen Druckes und die Stromlinien eingezeichnet sind. Sie wurden aus den Druckkurven errechnet.

Die durch die Umlenkung selbst hervorgerufenen Verluste sind außerordentlich gering und waren im vorliegenden Falle nicht meßbar. Wir haben also tatsächlich in dieser ebenen Platte ein gutes und einfaches Mittel für die Umlenkung des Wassers an der Hand.

Für die Saugrohrbildung wichtig ist die äußere Strahlbegrenzung, wobei natürlich nicht gesagt werden soll, daß sie unmittelbar für die Formgebung des Saugrohres verwendbar ist. Bei gleichem Plattenabstand von der Düse aber wechselnder Höhe des Oberwasserspiegels, also verschiedener Wassermenge und verschiedenen Geschwindigkeiten, ergaben sich nahezu kon-

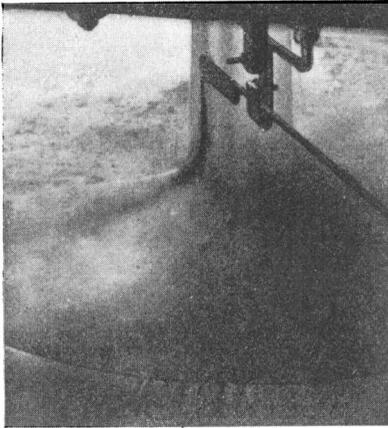


Abb. 4. Lichtbild des Strahles bei einem Färbungsversuch

gruente Kurven. Wie Abb. 6 zeigt, verschieben sie sich nur bei den kleineren Wassermengen und Geschwindigkeiten etwas nach unten und innen.

Die Kurvenform ändert sich dagegen, wenn der Plattenabstand von der Düse ein anderer wird, Abb. 7, und zwar wird die Krümmung an der Umlenkstelle um so flacher, je näher die Platte an der Düsenmündung steht, je kleiner also bei gleichem Oberwasserspiegel die Wassergeschwindigkeit ist. Sehr bedeutend sind aber auch hier, innerhalb der durch die Versuchsanordnung gegebenen Grenzen, die Unterschiede nicht.

Die Untersuchungen bestätigen die schon länger als richtig anerkannte Anschauung, daß von einem Staukegel, der sich auf der Platte durch ruhendes oder in sich kreisendes Wasser bilden sollte, keine Rede sein kann. Strömungsbilder mit solchen Staukegeln sind vielfach in der Literatur auch heute noch zu finden. Auch die Darstellungen, nach der die äußere Begrenzung des Strahles fast ohne Bildung einer Hohlkehle, also ganz scharf um 90° abgelenkt würde (siehe „Hütte“, und „Weil“, Hydrodynamik, 1920), Abb. 8, entspricht nicht den Tatsachen, wenigstens nicht bei den Wassergeschwindigkeiten und der Strahlstärke dieser Versuche. Auch die amerikanische Form, Abb. 9, wie sie von White zur Begründung seines Hydracone Regainer herangezogen wird, bedarf danach einer Berichtigung. Nach seiner

Veröffentlichung würde sich im Strahl schon vor der Ablenkung eine über den ganzen Strahl gleichmäßig verteilte Geschwindigkeitsverzögerung bemerkbar machen und der Strahl ganz zylindrisch bis ungefähr auf einen Abstand von der Hälfte des Strahldurchmessers verlaufen, um dann nach einem Kreisbogen abgelenkt zu werden. Nach den vorliegenden Messungen macht sich die Stauung und Verminderung der Geschwindigkeit zuerst nur im Innern des Strahles bemerkbar, aber schon viel früher als bei White.

Wir haben bei dem frei fallenden Strahl schematisch folgen-

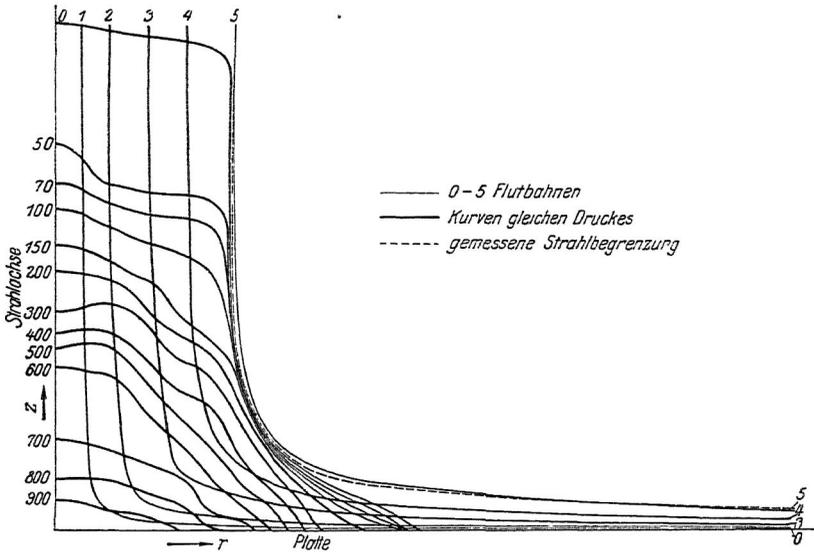


Abb. 5. Strömungsbild nach Versuch. Abstand der Platte 215 mm von der Düsenmündung, Oberwasserspiegel 900 mm über der Düsenmündung

des Bild, Abb. 10: Während oberhalb der Staugrenze die Wassergeschwindigkeit im Strahl über den ganzen Querschnitt gleich groß ist, nimmt sie unterhalb der Staugrenze ab. Doch nimmt sie über eine gewisse Strecke (zwischen Stauhöhe und Gürtelhöhe) im Mittel immer noch zu und erst von Überschreitung der Gürtelhöhe ab wird sie kleiner und damit der Strahldurchmesser größer. Die Stauhöhe liegt nach den Messungen bei $rd. 1,5 d$ über der Platte (d = Strahldurchmesser an der Düse), während sich die Zunahme des Strahldurchmessers erst näher an der Platte bei $rd. 0,85-0,65 d$ bemerkbar macht (Gürtelhöhe). Für die Übertragung auf das Saugrohr müßte die Umlenkkurve bis zur

gab, und gute Übereinstimmung erzielt. Nach der bekannten Formel für den Strahldruck berechnet er sich zu: $P = \frac{\varepsilon \cdot Q \cdot \gamma}{g} v$ ($v = \sqrt{2gH}$, wobei H den Abstand der Platte vom Oberwasserspiegel bedeutet); der Beiwert ε ergab sich aus den Versuchen in Übereinstimmung mit Weisbachschen Werten zu $\varepsilon = 0,94$ bis $0,96$.

Es wurde nun versucht, eine Potentialfunktion für die Strömung zu finden. Verhältnismäßig einfach ließ sich eine Gleichung

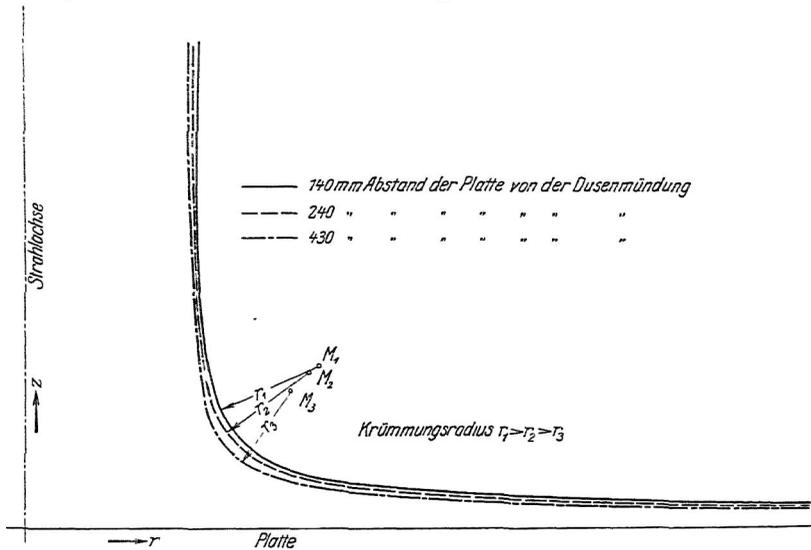


Abb. 7. Strahlbegrenzung bei gleichem Oberwasserspiegel (900 mm über Düsenmündung) und verschiedenen Plattenabständen

chung für die äußere Begrenzungskurve aufstellen, die in der ersten Form lautet, Abb. 11:

$$C = z^2 (r - r_0), \quad (1)$$

wobei r_0 mit genügender Annäherung gleich r_t , gleich dem Halbmesser des freifallenden Strahles in der Gürtelhöhe, wenn die Umlenkplatte nicht vorhanden wäre, gesetzt werden kann und die Konstante C aus dem durch $r_2 = \frac{d_2}{2}$ und dem zugehörigen mit der Wassermenge Q und der Wassergeschwindigkeit gegebenen z_2 berechnet werden kann.

Eine bessere Annäherung an die gemessene Strahlform bekam man durch die Gleichung:

$$C = \frac{\pi \cdot z^2}{k - \frac{1}{4} z^2}. \quad (2)$$

Die Konstante k ist hier abhängig vom Plattenabstand und gleichbleibend für das ganze Strömungsbild. C hängt mit der Stromfunktion Ψ und der Wassermenge zusammen durch die Gleichung: $\sqrt{C} = k_0 \Psi$ und $Q = 2 \pi \cdot \Psi$. Die seither bekannten

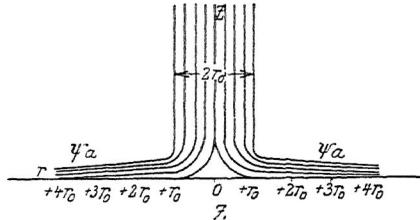


Abb. 8. Strahl nach Weil

Stromfunktionen für die allmähliche Umlenkung eines achsial fließenden Strahles in die radiale Richtung, so die von P r a s i l:

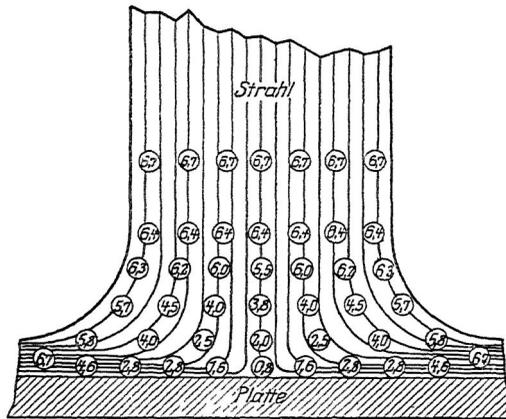


Abb. 9. Freier Wasserstoß nach White

$\Psi = Ar^2 \cdot z$ ergeben eine von den Versuchen erheblich abweichende Strahlbegrenzung, wie Abb. 12 zeigt.

Die Gleichungen (1) und (2) erfüllen wohl die Kontinuitätsgleichung, entsprechen aber keiner Potentialströmung, da die Ringwirbel nicht verschwinden. Es wurde versucht, die Potentialfunktion zu bekommen durch Aufstellen einer Reihe, die zu-

$$C = \frac{r \cdot z^{1 + \frac{C}{C_s}}}{k_1 + \frac{C}{C_s} (k_s - k_1) - \frac{1}{4} z^{1 + \frac{C}{C_s}}} \quad (3)$$

C_s ist dabei konstant für die gesamte Strömung und ändert sich nur mit dem Plattenabstand und der Oberwasserspiegelhöhe (Systemkonstante), während C für die einzelnen Stromfäden mit der Teilwassermenge wechselt; k_s und k_1 bleiben mit C_s ebenfalls für die ganze Strömung gleich groß. Für die äußerste Stromlinie ist $C = C_s$, so daß Gleichung (3) wieder in Gleichung (2) übergeht.

Die Gleichung (3) ist durch Probieren gefunden, also rein empirisch aufgestellt worden. Sie gestattet das ganze Strömungsbild darzustellen und gibt eine

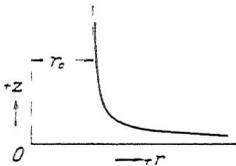


Abb. 11. Achsenkreuz der Stromfunktion

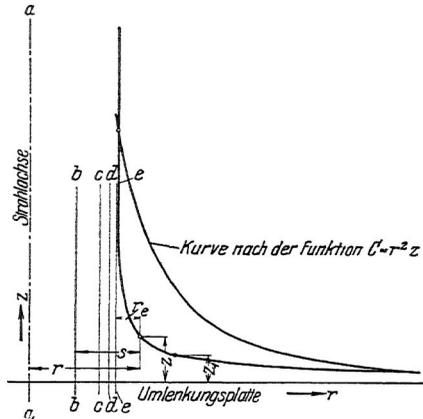


Abb. 12. Vergleich mit der Prasilischen Stromfunktion

gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten, wie das die darnach aufgezeichnete Abb. 13 zeigt.

So weit sind die Versuche bisher durchgeführt. Es handelt sich nun darum, unter Benutzung der gefundenen Ergebnisse Düsen zur Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck mit hohem Wirkungsgrad zu finden, die, wie dies schon White gemacht hat, zunächst als einfache Durchflußdüsen und dann als Saugrohre an Turbinen untersucht werden sollen. Da bei den Turbinen selten der große Raum beim Saugrohr Austritt zur Verfügung steht, der für die ebene Platte mit Umlenkung nach allen Seiten notwendig ist, sind vor allem auch Saugrohrformen für einseitige Umlenkung, Saugkrümmer, wichtig, und es ist, wie ich einleitend schon sagte, zu vermuten, daß auch dazu die gefundene Begrenzung Anhaltspunkte gibt.

Nach meiner Ansicht wird es zweckmäßig sein, in der Umlenkung selbst auf eine Geschwindigkeitsverzögerung zu verzichten, und erst nach der Umlenkung die sich allmählich erweiternde Düse anzusetzen. Ebenso kann natürlich, soweit der Raum dazu vorhanden ist, schon vor dem Krümmer, also zwischen dem Laufradaustritt und diesem eine Geschwindigkeitsverzögerung erreicht werden.

K a p l a n spricht in seinen Patentbeschreibungen von der Wirkung der Stoßplatte als Mittel zur Umsetzung von Geschwin-

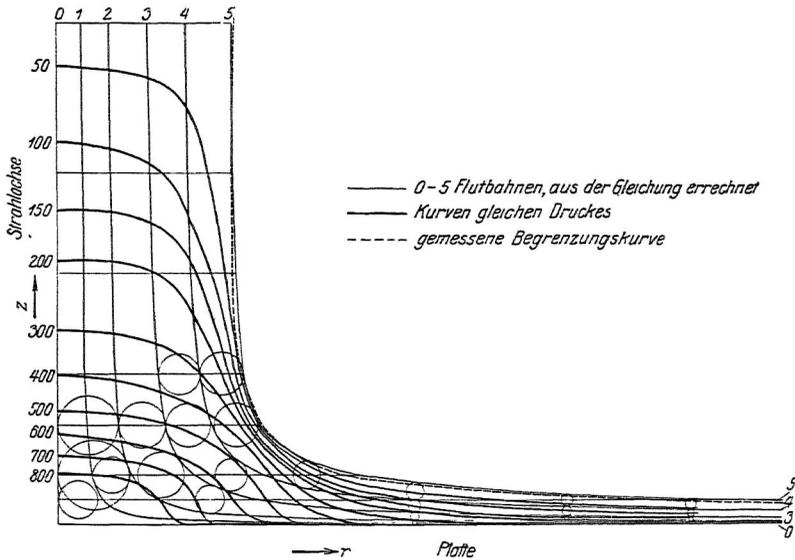


Abb. 13. Strömungsbild mit den Kurven gleichen Druckes, aufgezeichnet nach Gleichung (3)

digkeit in Druck, und es werden auch die inneren Wasserfäden tatsächlich sehr stark verlangsamt, aber es wird recht schwer sein, diese innere Druckerhöhung sozusagen aufzufangen und zu verhindern, daß sie sich wieder in Geschwindigkeit umsetzt. Ich erachte die Stoßplatte als ein recht gutes Mittel für die Umlenkung, aber nur für diese, doch müssen hier Versuche entscheiden.

Zur Zeit sind im Turbinenbau die verschiedenartigsten Saugkrümmer in Verwendung, ohne daß deren Wirkung immer ausreichend bekannt ist, und es ist meines Erachtens dringend notwendig, hier eine Klärung herbeizuführen.

Außer den angedeuteten Fragen harren noch viele andere der Lösung. Ich erwähne nur den Einfluß der Rotationskomponente der Wassergeschwindigkeit im Saugrohr, die beim Krümmer nicht in der gleichen einfachen Weise, wie bei der geradachsigen Düse vermindert werden kann, und die Wirkung der im Wasser enthaltenen Gase, die sich bei Unterdruck leicht ausscheiden. Da gerade durch diese verschiedenen Einflüsse die Messung von Druck und Geschwindigkeit im Inneren des Saugrohres selbst recht schwierig ist, können meist nur Vergleichsversuche zusammen mit dem Turbinenlaufrad zur Klärung herangezogen werden. Es liegt hier ein weites Feld vor uns, aber die Fragen müssen gelöst werden, und ich bin überzeugt, daß sie in gemeinsamer Arbeit auch verhältnismäßig rasch gelöst werden können.

AUSSPRACHE ZUM VORTRAG OESTERLEN

VON C. PFLEIDERER, BRAUNSCHWEIG

Die Unmöglichkeit, das gemessene Strombild mit dem einer Potentialströmung in Einklang zu bringen, dürfte vielleicht eine Ursache darin haben, daß sich der strömenden Flüssigkeit längs ihrer Oberfläche Luft beimischte. Nach meiner Erfahrung nimmt der freie, mit genügender Geschwindigkeit strömende Wasserstrahl sehr schnell Luft aus der Umgebung auf, weil die einzelnen Wasserteilchen sich infolge der turbulenten Bewegung voneinander trennen und der Luft Einlaß bieten. Dieser Vorgang wird im vorliegenden Fall gefördert durch die Zunahme der Wassergeschwindigkeit hinter der Düse. Ich möchte deshalb an den Herrn Vortragenden die Frage richten, ob im unteren Teil der Strömung keine Luftblasen zu bemerken waren.

VON W. HAHN, HEIDENHEIM

Die Bedeutung guter Saugrohre für den modernen Turbinenbau geht daraus hervor, daß z. B. bei Kaplan turbinen hoher Schnellläufigkeit unmittelbar hinter dem Laufrad 40—50% der Energie als Geschwindigkeitsenergie vorhanden sind und im Saugrohr in Druck umgesetzt werden müssen. Diese Druckumsetzung ist in hohem Maße abhängig von der Richtung und Größe der Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad. Das gerade Saugrohr ist zweifellos bezüglich der Druckumsetzung am wenigsten abhängig von der Laufradkonstruktion; seine Anwendung macht aber vor allem bei Niederdruckanlagen erhebliche Schwierigkeiten, da hier die vertikale Saugrohrentwicklung aufs äußerste beschränkt werden muß. Die düsenförmige Erweiterung der ge-

raden Saugrohre nach den Patenten Professor K a p l a n s und der Amerikaner ist nur dann vorteilhaft, wenn das Wasser allseitig abströmen kann. Diese Bedingung erfordert aber große Aggregatteilungen und teure Wasserbauten. Die Versuche, eine kurze Umlenkung des Wassers am Saugrohr Austritt in die Abflußrichtung bei derartigen Saugrohren durch Spiralen und Halbspiralen zu erreichen, brachten nur eine Verschlechterung des Wirkungsgrades, so daß der gut ausgebildete Krümmer gegenüber derartigen Konstruktionen absolut nicht zurücksteht.

Insbesondere für Niederdruckanlagen halte ich die Anwendung von Saugkrümmern für wesentlich vorteilhafter als die amerikanischen Zwangskonstruktionen mit geraden Saugrohren und anschließenden Spiralen. Die Untersuchung ausgeführter Krümmer hat auch gezeigt, daß ihr Wirkungsgrad durchaus nicht hinter dem der genannten Konstruktionen zurücksteht, und es wäre daher im Interesse der Weiterentwicklung dieser Saugrohrformen eine weitere theoretische und experimentelle Untersuchung solcher Krümmerformen zu begrüßen.

VON B. ECK, AACHEN

Die schönen Versuche eines frei auftretenden Strahles von Prof. Oesterlen scheinen mir weitvolle Anhaltspunkte für die Ausbildung von Saugrohren zu geben, können jedoch nicht u n m i t t e l b a r auf dieselben übertragen werden. Da es sich nämlich bei den Versuchen um einen freien Strahl handelt, der Strahl also in einen Raum konstanten Druckes (nämlich der Atmosphäre) eintritt, würde an der Oberfläche bei Vernachlässigung der Erdschwere eine konstante Geschwindigkeit v_0 herrschen. Berücksichtigt man aber die Beschleunigung durch den freien Fall, die bei der O e s t e r l e n'schen Anordnung ziemlich beträchtlich ist, so ist die Geschwindigkeit an der Oberfläche $\sqrt{v_0^2 + 2gh}$, d. h. eine nach unten hin wachsende Geschwindigkeit, während man durch das Saugrohr eine Geschwindigkeitsverminderung erzielen will.

Dadurch ferner, daß in der Nähe der Umlenkung eine scharfe Krümmung der äußeren Kontur vorhanden ist, entstehen große Zentrifugalkräfte, die im Innern eine Druckerhöhung und damit verbundene Geschwindigkeitsverminderung erzeugen. Es ergibt sich also eine wesentlich andere Druckverteilung wie bei dem entsprechenden Saugrohr. Infolge des Kreisquerschnittes passieren jedoch die größten Wassermengen durch die der äußeren Peripherie benachbarten Querschnitte, d. h. dort, wo im freien Strahl größere Geschwindigkeiten herrschen, wie in dem von

Wandungen begrenzen, so daß beim Vergleich mit dem Saugrohr letzteres einen größeren Querschnitt haben muß. Der Vergleich mit guten Saugrohren zeigt ja auch namentlich in der Gegend der scharfen Umlenkung wesentlich größere Durchmesser, wie sie die Kontur eines freien Strahles ergibt. Auch ist zu berücksichtigen, daß durch die Reibung an der Wand die Geschwindigkeit eine zusätzliche Verzögerung erleidet.

VON D. THOMA

Erste Bemerkung

Ich begrüße besonders die Bemerkungen des Herrn O e s t e r l e n über die gemeinsame Arbeit an verschiedenen Stellen. Wie schwierig das Saugrohrproblem ist, wird sich herausstellen, sobald man über die sehr dankenswerten vorbereitenden Untersuchungen, von denen Herr O e s t e r l e n eben berichtet hat, hinausgehen wird. Ich habe früher einmal darauf hingewiesen, daß die Rückwirkung eines Saugrohrkrümmers auf das Laufrad ein sehr wesentlicher Faktor ist und daß Laufräder, die bei geradem Saugrohr gleichwertig sind, aber unter sich in den Einzelheiten der Schaufelform abweichen, eine sehr verschiedene Empfindlichkeit gegen die schädliche Rückwirkung desselben Krümmers aufweisen können. Heute steht fest, daß die Aufgabe noch verwickelter ist: Wenn man 2 Krümmere A , B und zwei bei geradem Saugrohr gleichwertige Laufräder 1 und 2 hat, so ist es durchaus möglich, daß für das Laufrad 1 der Krümmer A , für das Laufrad 2 der Krümmer B besser ist. Die Lösung des Saugrohrproblems kann deswegen nur durch die Untersuchung des ganzen, aus Turbine und Saugrohr bestehenden, Systems herbeigeführt werden. Die Aufgabe ist deswegen sehr verwickelt und bei Ableitung allgemeiner Schlußfolgerungen können leicht Trugschlüsse unterlaufen, besonders wenn die Versuche immer unter gleichartigen Verhältnissen gemacht werden. Was „gleichartig“ ist, wird man aber erst dann wissen, wenn alle für das Verhalten des Systems wesentlichen Umstände bekannt sein werden. Bei Durchführung der Versuche an verschiedenen Stellen werden die Versuchsverhältnisse sehr verschieden sein, auch hinsichtlich solcher Umstände, die man für unwesentlich zu halten geneigt ist, die es aber vielleicht nicht sind. Im Hinblick hierauf, wie auch schon wegen des großen Umfangs der Arbeit scheint hier die Beteiligung mehrerer Anstalten erwünscht zu sein.

VON L. PRANDTL

Warum wird so großer Wert darauf gelegt, die Strömungsform konstanten Oberflächendrucks zu erhalten? Ich kann mir

ja denken, es hat die Annehmlichkeit für sich, daß man sicher ist, daß nichts Unangenehmes passiert, wenn eine Drucksteigerung an der Wand in den gekrümmten Teil vermieden wird. Die Reibungsschichten dürften sich noch ganz ähnlich regeln, wie an einer ebenen Platte. Mir scheint es aber doch besser, daß man den Querschnitt überall ein wenig erweitert, so daß alle Teile des Saugrohres zum Druckanstieg beitragen.

VON M. SCHILHANSL

Die Form der freien Oberfläche eines in Luft ausströmenden Wasserstrahls, dessen Fäden durch eine sorgfältig konstruierte Düse gleich und durch ein aus Meridianebenen bestehendes Gitter rein achsial gerichtet sind, auf die Ausbildung von Turbinensaugrohren zu übertragen, bietet keinerlei Vorteile, abgesehen davon, ob es prinzipiell überhaupt zulässig ist. Wie ich in dem folgenden Beitrag: „Hauptströmung und Ringwirbel“ zeigen werde, ist bei jeder Turbine nur ein Betriebszustand möglich, wo ein zirkulationsloser, über die ganze Ringfläche gleichmäßig verteilter Austritt möglich ist; bei allen anderen Betriebszuständen ist sowohl eine Austrittszirkulation als auch eine ungleichmäßige Verteilung der c_m -Komponente vorhanden. Dabei wird sich also eine ganz andere Strahlform ausbilden.

Die Amerikaner, die solche Formen bereits seit längerer Zeit anwenden, begründen dies mit dem Rückgewinn der in der Umfangskomponente steckenden Austrittsenergie. Nun wächst bei Schnellläufern dieser Anteil mit abnehmender Belastung. Es müßten also amerikanische Versuche sowohl in Versuchsanstalten, als auch an ausgeführten Anlagen, beispielsweise bei Halblast überlegene Ergebnisse gegenüber europäischen gezeigt haben. Ein Vergleich von veröffentlichten Kurven (H. B. Taylor, Vortrag in Wembley: Die Reaktionswasserturbine, R u s h m o r e and L o f: Hydro-elektrische Power Plants, einerseits und D. T h o m a: Experimentelle Forschung im Wasserkraftfach, R. D u b s: Die Propellerturbine, S t a u f e r: Wirkungsgrad von Wasserturbinen, Dr. G l e i c h m a n n: Die Wasserkräfte der Rhein — Main — Donau-A.-G., sämtliche VDI, Bd. 67 und 68) zeigt, daß dies nicht der Fall ist.

Vor allen Dingen liefert eine an das „Ausbreite“-Saugrohr anschließende Spirale nur dann günstige Wirkungsgrade, wenn das Geschwindigkeitsmoment $c_u \cdot r$ in dieser Spirale mit der Austrittszirkulation $(c_u \cdot r)_2$ des Laufrades übereinstimmt. Dies ist aber nur bei einem einzigen Betriebszustand der Fall.

VON A. BETZ, GÖTTINGEN

Der Grundgedanke, welcher der Konstruktion dieser Diffusorformen zugrundeliegt, ist ja wohl der, den Strahl radial umzulenken, um in einem radialen Diffusor die Tangentialgeschwindigkeiten besser zurückzugewinnen und auch die axialen Geschwindigkeiten mit geringerem Raumbedarf in Druck umzusetzen. Um bei der Umlenkung keine Ablösung von der Diffusorwand zu bekommen, darf man keine starke Drucksteigerung längs dieser Wand zulassen, d. h. man muß die Form des Diffussors einigermaßen der Oberfläche eines entsprechenden freien Strahles anpassen. Ich möchte nun aber auf einen Punkt hinweisen, der, wie mir scheint, bei diesen Überlegungen meist unbeachtet geblieben ist, nämlich auf störende Wirkungen, welche diese Umlenkung auf den nachfolgenden radialen Diffusor ausübt.

Wenn das Wasser vor der Umlenkung nicht über den ganzen Querschnitt gleiche Geschwindigkeit bzw. gleiche Energie be-

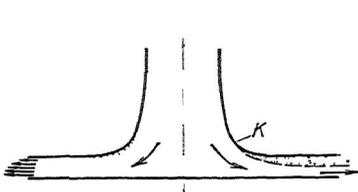


Abb. 1

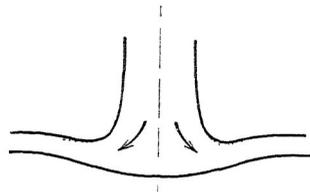


Abb. 2

sitzt, und beim Austritt aus einem Turbinenrad ist das nie der Fall, dann wirkt eine Umlenkung sortierend auf die Geschwindigkeitsverteilung ein. Die Flüssigkeitsteilchen mit der größten Geschwindigkeit weichen bei einer Krümmung der Strombahnen wegen ihrer größeren Zentrifugalkraft nach außen aus, während die Teilchen mit kleineren Geschwindigkeiten nach innen gedrängt werden. Wenn wir daher vor der Umlenkung eine einigermaßen gleichmäßige Mischung von Teilchen mit größerer und kleinerer Geschwindigkeit hatten (eine durchwirbelte Strömung), so haben sich nach der Umlenkung die langsameren Teile nach der Kehle *K* (Abb. 1) verschoben und bilden dort eine Art Totwasser bzw. eine verhältnismäßig dicke Grenzschicht (in Abb. 1 durch Punktierung angedeutet). Im extremen Falle wird dieses Totwasser ein Ablösen der Strömung von der oberen Wand des radialen Diffusors zur Folge haben (Abb. 1 rechte Seite gestrichelt), so daß kein nennenswerter Druckanstieg eintritt (der Wasserstrom tritt mit unverminderter Geschwindigkeit aus dem Diffusor aus, indem er nur den unteren Teil desselben ausfüllt). Im allgemeinen

ist allerdings die Wirkung nicht so extrem, aber ich fand doch bei Versuchen, die ich einmal hierüber anstellte, daß die Geschwindigkeitsverteilung beim Austritt erheblich unsymmetrisch ist, etwa wie auf Abb. 1, links dargestellt. Eine solche Unsymmetrie stört aber die Diffusorwirkung erheblich: Die langsameren Flüssigkeitsteile breiten sich bei Druckanstieg sehr viel weiter aus als die schnellen und engen die letzteren ein. Der erzielte Druckanstieg ist deshalb kleiner, als wenn die Geschwindigkeit annähernd konstant über den Querschnitt ist. Beim geraden Diffusor sind die Teilchen mit großer und kleiner Geschwindigkeit gleichmäßiger verteilt und bei Druckanstieg werden dann die langsameren Teilchen durch Mischung mit den schnelleren beschleunigt, so daß ihre schädliche Wirkung nicht so stark in Erscheinung tritt. Jede Absonderung nach der Geschwindigkeit, wie sie bei stark gekrümmten Strombahnen eintritt, erschwert aber die Möglichkeit der Vermischung und verschlechtert daher den Diffusor.

Ich hatte, um diesem Übelstand abzuhelpen, den Diffusor auch einmal nach Abb. 2 geformt, dabei findet zunächst eine Ablenkung um mehr als 90° und dann wieder eine Ablenkung im umgekehrten Sinne statt. Durch diese zweite Ablenkung wird das an der Kehle angesammelte Totwasser (bzw. Wasser mit verminderter Energie) wieder nach der unteren Wand hin verschoben, muß also durch die übrige Flüssigkeit hindurchwandern und mischt sich dabei mit dieser (in Abb. 2 durch Punktierung angedeutet). Tatsächlich erhielt ich auf diese Weise am Austritt eine gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung und auch einen etwas besseren Diffusorwirkungsgrad.

VON D. THOMA

Zweite Bemerkung

Die Frage, welcher Gedankengang zu dem Wunsche geführt hat, die Saugrohrform der Form eines sich frei ausbreitenden Strahles anzupassen, läßt sich nicht mit Sicherheit beantworten, da in der Literatur darüber nichts enthalten ist. Mir scheint es aber wohl möglich zu sein, daß K a p l a n, welcher meines Wissens als Erster eine solche, der Form des freien Strahles nachgebildete Saugrohrform in Vorschlag brachte, etwa folgende Ueberlegung angestellt hat: „Der schwierigste Teil der Aufgabe besteht darin, den aus dem Laufrad austretenden Wasserstrom in eine senkrecht zur Turbinenachse stehende Ebene umzulenken. Man weiß, daß bei einem auf eine Platte senkrecht auftretenden Strahl nur geringe Umlenkungsverluste auftreten. Deswegen

wird man auch in einem Saugrohr bei der Umlenkung kleine Verluste haben, wenn man dem Saugrohr diejenige Gestalt gibt, die der freie Strahl von selbst annimmt. Allerdings erreicht man damit noch keine Verzögerung, aber dies kann man ja in einer an die Umlenkung anschließenden Vorrichtung, in welcher das Wasser geradlinig weiterströmen kann, mit kleinen Verlusten bewirken.“ Diese Überlegung ist natürlich nicht ganz beweiskräftig und es ist, wie Herr Oesterlen angedeutet hat, und wie andere Diskussionsredner bemerkt haben, sehr wohl möglich, daß man mit etwas anderen Formen noch bessere Ergebnisse erzielt. Auch kann man nicht mit Bestimmtheit sagen, daß das Anlegen einer Wandung an die Form, die der Strahl von selbst annimmt, ohne erheblichen Einfluß auf die Strömung bleibt. Die sich bildende Grenzschicht wird, wenn sie sich nicht ablöst, allerdings nicht viel ausmachen. Es ist aber immerhin möglich, daß die Grenzschicht zu einer Ablösung und durchgreifenden Umgestaltung des ganzen Strombildes führt. Wir haben ja bei den gestrigen Vorführungen in der hiesigen Anstalt gesehen, von wie außerordentlich großem Einflusse die Anwesenheit bzw. die Absaugung einer Grenzschicht werden kann. Diese Bemerkungen sollen natürlich die Verdienste, die sich Herr Oesterlen durch die Untersuchung des sich frei ausbreitenden Strahles erworben hat, in keiner Weise verkleinern.

VON H. FÖTTINGER

Das Problem des Turbinensaugrohrs ist deshalb so verwickelt, weil es nur in Ausnahmefällen vom Problem des Saugrohrkrümmers zu trennen ist. Dieser wird vielfach durch die Umlenkung am Ende des Saugrohres dargestellt.

Ein Weg, um die Geschwindigkeitsverteilung dort wenigstens schätzungsweise zu studieren, ist dadurch gegeben, daß man den Zufluß durch ein System von Quellen, im Grenzfall durch eine Einzelquelle, ersetzt und deren Strömung z. B. mit einer gleichmäßigen Transportströmung graphisch oder analytisch superponiert. Abb. 1, S. 128 zeigt die im einfachsten Falle zustande kommenden Stromlinien. Die Zusammendrängung des Abflusses nach vorn und die schlechte Ausnutzung der hinteren Hälfte ist deutlich zu erkennen.

Abb. 2 zeigt die Form der Stromlinien für den Fall, daß die Saugrohr-Strömung (idealisiert als Einzelquelle) mit Drahl ankommt und dann ähnlich Abb. 1 seitlich abgeführt wird. Auch für diesen Fall kann praktisch eine symmetrische Form des Abflußgerinnes (Begrenzungslinie $a b$) ausgeführt werden.

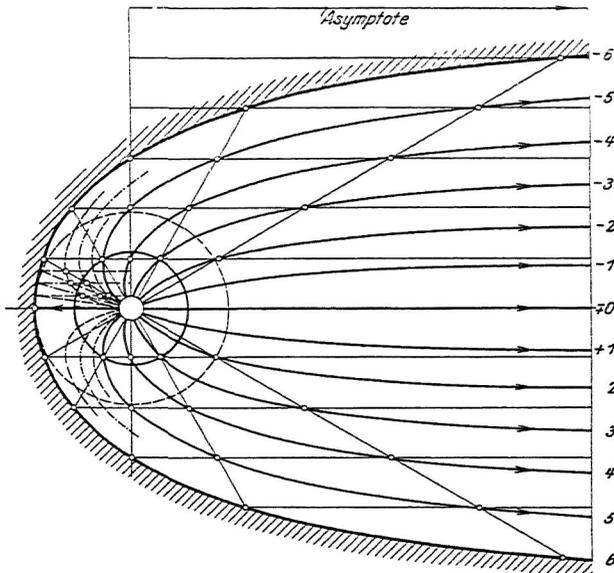


Abb. 1. Saugrohrkrümmer ohne Drall. (Quellmethode)

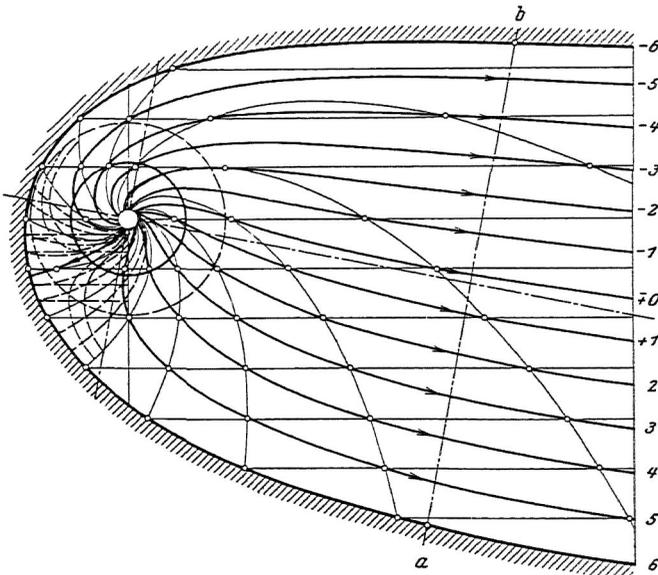


Abb. 2. Saugrohrkrümmer mit Drall. (Quellmethode)

Die Quellkonstruktionen nach Abb. 1 und 2 lassen sich auch zur Untersuchung der zweidimensionalen Strömung in den Einlauftaschen von Zentrifugalpumpen, Gebläsen usw. verwenden und sehr vielseitig anpassen und verfeinern¹⁾.

SCHLUSSBEMERKUNG VON OESTERLEN

Von verschiedenen Seiten wurde hervorgehoben, daß die untersuchte Form des freien Strahles nicht ohne weiteres auf die Form der Saugrohre angewendet werden könne. Dazu gestatte ich mir zu bemerken, daß ich dies schon einleitend in meinem Referat erwähnte, und ich mir selbstverständlich voll bewußt bin, daß eine direkte Übertragung nicht möglich ist, da ja im freien senkrecht nach unten fließenden Strahl durch die Erdschwere stets eine Beschleunigung vorhanden ist, die im allseits umschlossenen Strahl eines ins Unterwasser tauchenden Saugrohres nicht auftritt. Ich habe gesagt, daß diese Untersuchungen nur Anhaltspunkte geben sollen, und ich glaube auch, daß dies der Fall ist, da die Entfernung von der Stauhöhe zur Platte, die ja für die Umlenkung allein in Frage kommt, bei den Versuchen nur gering ist, ungefähr 100 mm, und bei dem mittleren Gefälle von 1200 mm, bei dem die Versuche durchgeführt wurden, die Beschleunigung auf diese Strecke prozentual nicht besonders groß ist. Sie kann übrigens dadurch berücksichtigt werden, daß beim Saugrohr die Querschnitte entsprechend der nicht beschleunigten Bewegung größer gemacht werden.

Zudem ist es auch noch fraglich, ob nicht eine geringe Beschleunigung in der Umlenkung günstig auf die Verluste wirkt, da sich dadurch die Grenzschicht, von der verschiedentlich gesprochen wurde, nicht ablösen wird. Die Verzögerung müßte dann ganz auf die Strecke nach der Umlegung verlegt werden. Ob dies zweckmäßig ist, oder ob, wie Herr Prandtl meint, es besser ist, daß man den Querschnitt durchweg ein wenig erweitert, können nur Versuche entscheiden. Beim Krümmer, auf dessen Formgebung es ja hauptsächlich ankommt, steht für die Geschwindigkeitsverzögerung in wagrechter Richtung nach der Umlenkung wohl fast immer ausreichend Platz zur Verfügung, so daß dabei auf eine Verzögerung in der Umlenkung verzichtet werden könnte. Versuche mit verschiedenen sich zunächst auf der gemessenen Begrenzung des freien Strahles aufbauenden Formen sollen nun durchgeführt werden, und ich möchte be-

¹⁾ Vgl. auch Föttinger, Fortschritte der Strömungslehre im Maschinenbau und Schiffbau, Jahrb. d. Schiffbautechn. Ges., 1924, S. 302—318.

tonen, daß die Messungen, über die berichtet wurde, nur als **Vorversuche** zur Lösung des Saugrohrproblems angesehen werden dürfen.

Die Frage von Herrn **Pfleiderer** kann ich dahin beantworten, daß bei den Versuchen eine Aufnahme von Luft in den Wasserstrahl nicht beobachtet wurde. Es dürfte dies damit zusammenhängen, daß die Wassergeschwindigkeit nicht sehr groß und der Weg zu kurz war, als daß merkbar Luft mitgerissen wurde und in den Strahl eintreten konnte.

Wenn Herr **Eck** sagt, daß beim freien Strahl durch die scharfe Krümmung an der Umlenkung große Zentrifugalkräfte entstehen, die im Innern eine Druckerhöhung und damit verbunden eine Geschwindigkeitsverminderung erzeugen, so trifft dies auch für die Umlenkung im Saugrohr zu, und es kann sich deshalb in ihm keine wesentlich andere Druckverteilung ergeben.

Selbstverständlich wird bei jeder Turbine nur bei einem Betriebszustand ein zirkulationsloser Austritt aus dem Laufrad möglich sein, während sonst immer eine Zirkulation und auch eine ungleichmäßige Verteilung der

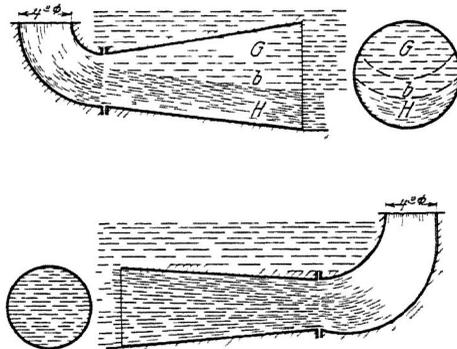


Abb. 1—2

Meridiankomponente der Austrittsgeschwindigkeit vorhanden ist. Es ist aber deshalb doch nicht prinzipiell überhaupt unzulässig, wie Herr **Schilhansl** sagt, wenn zuerst einmal die Untersuchungen entsprechend diesem einfachen Betriebszustand durchgeführt werden. Wenn Herr **Schilhansl** aus dem Vergleich von Bremskurven amerikanischer und deutscher Turbinen auf die Wirkung der Saugrohrformen und speziell des **Hydraucone Regainer** schließen will, so ist dies irreführend, denn, wie schon Herr **Thoma** erwähnt hat, lassen sich solche Vergleiche nur bei ein und demselben Laufrad und bei gleichem Einbau durchführen. Daß tatsächlich, infolge des Rückgewinnes der in der Umfangskomponente steckenden Austrittsenergie beim **Hydraucone Regainer** bei voller und halber Last die Wirkungsgrade gegenüber einem geradachsigen Saugrohr besser werden, hat **White** durch einwandfreie Vergleichsversuche nach-

gewiesen (siehe den in meinem Referat erwähnten Aufsatz von White).

Die von Herrn B e t z angestellte Überlegung, daß die Umlenkung sortierend auf die Geschwindigkeitsverteilung einwirken kann, halte ich für durchaus richtig, und es ist dies vielleicht mit ein Grund, der eine Querschnittserweiterung in der Umlenkung verbietet und darauf hinweist, daß die Begrenzung des Diffusors der Form des freien Strahles angepaßt werden sollte, die der gestrichelten Linie der rechten Seite der Abb. 1 von Herrn B e t z nahekommt.

Die hohle Ablenkungsplatte der Abb. 2 von Herrn B e t z hat White bei seinen Versuchen ebenfalls schon untersucht und gefunden, daß deren Wirkungsweise die gleiche ist, wie die der ebenen Platte, wenn die geeignete äußere Begrenzung des Diffusors verwendet wird. Daß eine solche Umlenkung um zunächst mehr als 90° aber eine günstige Wirkung haben kann, zeigen die Versuche von White mit Saugrohrkrümmern. Während ein normaler Krümmer in Übereinstimmung mit der Anschauung von Herrn B e t z die in Abb. 1 dargestellte Strömung aufwies und ganz schlechte Wirkungsgrade ergab, verbesserte sich die Strömung in der von White „equalizer bend“ genannten Form, wie dies die Abb. 2 zeigt. Die Wirkungsgrade dieses Saugkrümmers mit anschließendem geraden Diffusor waren recht hoch und zwar gleich dem des geraden Diffusors allein, so daß, als der Krümmer lediglich zur Umlenkung diene, ohne zur Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck etwas beizutragen.

Eine genau gleiche Krümmerform wird uns übrigens auch Herr Flügel in seinem Referat als beste Ausführung für Rohrleitungskrümmer zeigen.

ÜBER DIE NAHERUNGSWEISE ERFASSUNG DER STRÖMUNGSVERLUSTE UND DAS KRÜMMER-PROBLEM

VON G. FLÜGEL, DANZIG

Wenn es möglich wäre, alle Strömungsverluste rechnerisch genau zu erfassen, so könnten bei jeder strömungstechnischen Aufgabe die günstigsten Verhältnisse jeweils durch Variation ermittelt werden. Von diesem Ziel sind wir aber noch weit entfernt. Eines ist von vornherein klar: daß bei der Verwickeltheit der Erscheinungen der Ingenieur sich gewöhnlich mit einer angenäherten Berechnung der Strömungsverluste wird begnügen müssen. Aber auch eine genügend sichere näherungsweise Erfassung der Verluste ist zur Zeit erst in sehr beschränkter Weise möglich. Ich werde mich daher im allgemeinen darauf beschränken müssen, auf den einen oder anderen neuen Weg hinzuweisen, auf dem man vielleicht dem praktisch sehr wichtigen Ziel näher kommen kann.

Wenn wir uns einen Überblick über die verschiedenen Strömungsverluste verschaffen, so können wir zwei Hauptarten unterscheiden, nämlich eine Verlustart, bei welcher nutzbare Energie sehr rasch vernichtet, d. h. in Wärme umgesetzt wird, und eine andere, bei welcher zunächst unausgenutzte oder unausnutzbare kinetische Energien erzeugt werden, die stets als der Hauptströmung übergelagerte Querströmungen erscheinen. Die Ursachen solcher verlorener Energien sind:

1. Die Umfangskomponenten am Austritt aus einer Maschine;
2. die längs eines konzentrischen Kreises mit der Periode der Schaufelteilung veränderlichen Radialkomponenten, die durch ein Druckgefälle quer zur Hauptströmungsrichtung verursacht werden. Diese Verlustursache ist bis jetzt bei Kreiselmaschinen (außer neuerdings bei den Propellern) noch wenig oder gar nicht beachtet worden. Sie verdient aber um so mehr Aufmerksamkeit, je geringer die Schaufelzahl ist. Beim Tragflügel verursacht diese Art von Querbeschleunigung den „induzierten“ Widerstand;

3. die Wellenerzeugung, und zwar bei unzusammendrückbaren Flüssigkeiten die Oberflächenwellen, bei elastischen Flüssigkeiten die Verdichtungswellen. Daß zwischen beiden Wellenarten weitgehendste Analogien bestehen, darf als allgemein bekannt gelten.

Zusammenfassend können etwa die zuletzt aufgezählten Verluste der zweiten Art als „Querströmungsverluste“, diejenigen der ersten Art als „Reibungsverluste“ oder „Randverluste“ bezeichnet werden. Natürlich werden schließlich auch die Querströmungsverluste genau so wie die Reibungsverluste in Wärme umgesetzt; aber die dazu erforderlichen Verschleppzeiten und -wege sind doch von wesentlich höherer Größenordnung als bei der anderen Verlustart.

Ich möchte mich im folgenden auf die Besprechung der „Reibungsverluste“ beschränken. Bei diesen sind folgende Arten zu unterscheiden:

1. Die Wandreibung. Sie kann als Musterbeispiel für die näherungsweise Berechnung von Verlusten dienen. Erfahrungsgemäß ist bei turbulenter Strömung, die ja fast in allen technisch-wichtigen Fällen vorliegt, der Reibungswiderstand

$$dW = K \cdot dO \cdot q,$$

wenn dO die reibende Oberfläche, $q = \frac{\gamma}{2g} \cdot c^2$ den Staudruck an dieser Stelle und K die Reibungsziffer bedeutet, die in erster Annäherung als Konstante gelten kann.

Die Bremsleistung, die notwendig ist, um den „Flüssigkeitskolben“ über die reibende Stelle hinwegzubringen, berechnet sich dann zu

$$dL_v = dW \cdot c$$

und der auf die Gewichtseinheit der Durchflußmenge bezogene Energieverlust ist insgesamt

$$E_v = \frac{1}{G} \cdot \int c \cdot dW.$$

2. Die Ablösung. Sie ist zwar eine Folge der Wandreibung, folgt aber ihren eigenen Gesetzen. Eine allgemeine näherungsweise Berechnung der Ablösungsverluste ist bis jetzt nur beim Diffusor möglich, bei welchem der Energieverlust für die Gewichtseinheit der Durchflußmenge angesetzt wird zu

$$E_v = \zeta \cdot \frac{\Delta p_0}{\gamma},$$

wenn Δp_0 den der jeweiligen Querschnittserweiterung ent-

sprechenden Druckanstieg bei verlustloser Strömung und ζ eine Verlustziffer bedeutet, über deren Größe im allgemeinen genügend sichere Unterlagen vorhanden sind.

Die Verlustziffer ζ ist im günstigsten Fall, z. B. bei Venturidüsen, von der Größe $\zeta = \sim 0,1$; in den praktisch am häufigsten vorkommenden Fällen (bei den Diffusoren von Strahlapparaten sowie von Kreiselumpen, ferner bei den Saugrohren von Wasserturbinen) bei günstigen Verhältnissen $\zeta = \sim 0,3$. Bei den Wasserluftgemischen der verschiedenen Arten von Strahlluftpumpen kann ζ bis auf 0,8 und darüber steigen, je nach dem Grade der Lufthaltigkeit. Alle diese Werte gelten für beste Diffusorformen; bei ungünstigeren Verhältnissen werden sie natürlich entsprechend größer.

In allen vorgenannten Fällen läßt sich die Strömung genügend genau als Fadenströmung behandeln. Im Gegensatz hierzu ist in allen anderen Fällen, die als mehrdimensionale Strömung be-



Abb. 1. Strömung durch einen Diffusor mit seitlichen Wirbelfeldern



Abb. 2. Umströmter Körper mit anschließendem Wirbelfeld

handelt werden müssen (z. B. umströmte Körper), eine näherungsweise Berechnung der Ablösungsverluste ohne geeignete Versuchsunterlagen noch nicht möglich. Hier scheint nun die Tatsache, daß sich an die Ablösungsstelle ein Wirbelfeld mit wesentlich verminderter Strömungsgeschwindigkeit anschließt, einen Weg für die näherungsweise Berechnung dieses Verlustes zu bieten. Wenn man nämlich die Strömungsgeschwindigkeit dieses Wirbelfeldes überhaupt ganz vernachlässigt, so können die Ablösungsverluste ganz ähnlich wie die Wandreibungsverluste als reine Reibung zwischen Hauptstrom und dem ruhenden Wirbelfeld betrachtet werden. Für den Reibungswiderstand in der Grenzfläche zwischen Hauptstrom und Wirbelfeld gilt dann die Beziehung

$$dW = K_D dO \cdot q,$$

wobei die Reibungszahl K_D , wenn dieser Weg zu einem praktisch brauchbaren Ziel führen soll, sich ähnlich wie bei der Wandreibung wenigstens in erster Annäherung als konstant erweisen muß.

Die entsprechende Bremsleistung berechnet sich dann ganz wie bei der Wandreibung zu

$$d L_{\nabla} = d W \cdot c:$$

ebenso ergibt sich der auf die Gewichtseinheit der Durchflußmenge bezogene Energieverlust in gleicher Weise wie oben.

In Abb. 1 und 2 ist angedeutet, wie unter Annahme eines „toten“ Wirbelfeldes die Strömung durch einen Diffusor bzw. am Ende eines Tragflügels aufzufassen ist. Eine weitere wichtige Verlustart, die sich ganz ähnlich deuten läßt, ist das Abbremsen der Strahlen, z. B. bei Dampfturbinen, beim Überqueren des Spaltes (s. Abb. 3) durch den umgebenden „toten“ Dampf.

3. Die Kavitation. Die Ursache der Kavitation ist längst bekannt; eine Berechnung der durch sie bedingten Verluste ist aber bis heute noch nicht versucht worden. Ein Bedürfnis darnach liegt kaum vor, da ja stets vermieden werden soll, daß die Maschinen im Kavitationsbereich arbeiten. Immerhin sei darauf hingewiesen, daß die Kavitationsverluste sich in der

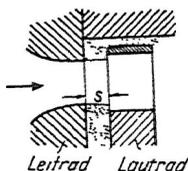


Abb. 3. Strahlabbremmung am „toten“ Dampf im Spalt einer Dampfturbinenstufe

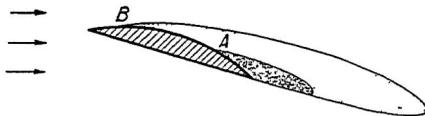


Abb. 4. Ausbildung von Wirbelfeldern bei normaler Ablösung (in A) und bei Kavitation (Ablösung in B)

Hauptsache ganz ähnlich wie die Ablösungsverluste berechnen lassen, wenn berücksichtigt wird, daß die Ablösungsstelle an den Punkt niedrigsten Druckes vorrückt. Während z. B. bei einem Propellerflügel nach Abb. 4 die Ablösung normalerweise beim Punkte A beginnen würde, tritt sie im Falle von Kavitation bereits bei B ein und verursacht ein wesentlich ausgedehnteres Wirbelfeld mit entsprechend erhöhten Verlusten. Auch durch Gasführung einer Flüssigkeit wird in ganz ähnlicher Weise eine um so stärkere Ablösung verursacht, je größer der Gasgehalt ist; daher z. B. die oben erwähnten hohen Verlustziffern bei den Diffusoren von Wasserstrahl-Luftpumpen.

Außer den vorstehend genannten drei einfachen Arten von Reibungsverlusten spielen gewisse „kombinierte“ Verluste eine praktisch wichtige Rolle. Hier sind zu nennen:

- a) Der Krümmerverlust. Er setzt sich aus Wandreibungs- und Ablösungsverlusten zusammen, wozu gegebenenfalls noch Kavitations- sowie Wellen- und andere

Querströmungsverluste treten können. Ablösung ist deshalb zu erwarten, weil auf der Außenseite längs AB (Abb. 5), auf der Innenseite längs CD im allgemeinen Druckanstieg längs der Wandung herrscht, so daß sich hier Wirbelfelder bilden können.

- b) Der **Stirnverlust**, z. B. beim Auftreffen der Flüssigkeit auf die Schaufelköpfe von Leit- oder Laufkränzen. Auch hier ist außer der Wandreibung unter Umständen, wie bereits gestern Herr Föttlinger betont hat, noch Ablösung zu erwarten (Abb. 6), wenn hinter einer Stelle niedrigsten Druckes jäher Druckanstieg längs der Wandung herrscht.

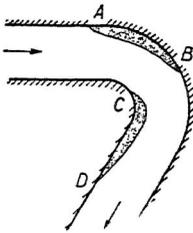


Abb. 5. Strömungsverluste in Krümmern infolge von Ablösungserscheinungen

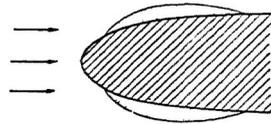


Abb. 6. Stirnverlust infolge von Ablösungserscheinungen

- c) Der **Stoßverlust**. Beim schrägen Aufprall der Flüssigkeit auf einen Schaufelkopf tritt notwendigerweise stets auf der Rückseite starke Ablösung ein.
- d) Der **Endverlust**, verursacht durch Reibung des Hauptstromes an dem Wirbelfeld, das sich an ein mehr oder weniger stumpf endigendes Hindernis (z. B. Schaufelende) anschließt (Abb. 7).

In all diesen Fällen können außer Reibungs- und Ablösungsverlusten je nach den Verhältnissen noch andere Verlustarten auftreten.

Normalerweise sind die Hauptursachen für die Vernichtung nutzbarer Energie die Wandreibung und die Ablösung. Der turbulente Strömungszustand, den wir als gewöhnlich vorhanden betrachten müssen, wird jedenfalls immer durch die Wandreibung verursacht und von der Wand her eingeleitet (Abb. 8), wobei ähnlich wie bei der geschleppten Platte das turbulente Gebiet von der Störungsstelle aus nach hinten zu der Wand entlang immer breiter wird, bis es schließlich den ganzen Kanal durchsetzt.

Hinsichtlich des Verhaltens der Reibungsziffer K müssen 3 Hauptarten der Strömung unterschieden werden, nämlich die

gleichförmige, die beschleunigte und die verzögerte Hauptströmung.

Bei der gleichförmigen Hauptströmung ist das Verhalten von K sowohl beim stationären Strömungszustand in Kanälen, wie auch bei der Anlaufströmung (in Kanälen und bei der geschleppten Platte) für die praktischen Bedürfnisse im allgemeinen genügend genau bekannt, besonders bei glatten Oberflächen, in geringerem Maß bei rauhen¹⁾. Wünschenswert erscheint im Hinblick auf die Berechnung der Schiffsreibung noch eine genauere Prüfung der Verhältnisse bei der Anlaufströmung im Falle rauherer Oberflächen²⁾.

Über das Verhalten der Reibungszahl K bei der beschleunigten Hauptströmung werden wohl die sehr interessanten Versuche, über die Herr Prandtl gestern berichtete, Klarheit geben. Bis jetzt hat man im allgemeinen angenommen, daß bei dieser Strömung geordneter, also nicht turbulenter Strömungszustand



Abb. 7. Stumpf endigender Körper mit anschließendem Wirbelfeld

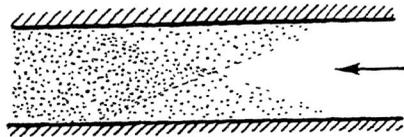


Abb. 8. Das Turbulentwerden der Grenzschicht als vermutliche Ursache des turbulenten Strömungszustandes in zylindrischen Rohrleitungen

herrsche. Aber aus der Beobachtungstatsache, daß die Strömungsverluste in Düsen in erster Annäherung proportional dem Quadrat der Durchflußmenge sind, habe ich schon immer gefolgert, daß auch hier im wesentlichen turbulente Strömung herrschen müsse, denn bei laminarem Strömungszustand müßte doch der Strömungsverlust in erster Annäherung einfach proportional der Durchflußmenge sein. Allerdings wird der turbulente Zustand hier, abgesehen von der Nachwirkung der Turbulenz im Zustrom, auf die Nähe der Wandungen beschränkt bleiben. Die gestrigen Mitteilungen von Herrn Prandtl über die Messungen an verengten Kanälen scheinen eine Bestätigung für den vermuteten turbulenten Strömungszustand zu geben.

An Flüssigkeiten sind bis jetzt meines Wissens Versuche

¹⁾ Über einen Versuch zur Ableitung des Reibungsgesetzes für den stationären Strömungszustand in geraden Rohren wird an anderer Stelle Mitteilung erfolgen.

²⁾ Während der Drucklegung wurden die in dieser Hinsicht aufschlußreichen Versuche von Kempf veröffentlicht („Widerstand kurzer Flächen“. Werft, Reederei, Hafen; 1925, S. 435).

über das Verhalten der Reibungsziffer K bei beschleunigter Hauptströmung noch nicht gemacht worden. Nach der Ähnlichkeitstheorie lassen sich aber Schlüsse hierüber aus den Versuchen, die insbesondere an Dampf Düsen gemacht wurden, ziehen. Hier herrscht aber zur Zeit große Wirrnis. Während nämlich die älteren Versuche¹⁾ im Bereich der Unterschallgeschwindigkeiten ein Abnehmen der Düsenverluste und somit auch der Reibungsziffer K mit wachsender Ausflußgeschwindigkeit ergeben haben, hat sich bei den neuesten, mit großem Aufwand und höchster Sorgfalt durchgeführten Versuchen des englischen „steam nozzle committee“ ein sehr eigentümliches Verhalten der Geschwindigkeitsziffer $\varphi = \frac{c}{c_{ad}}$ herausgestellt²⁾, wie in Abb. 9 angedeutet ist. Demnach würde bei etwa $\frac{1}{4}$ der Schallgeschwindigkeit der Düsenverlust und damit auch

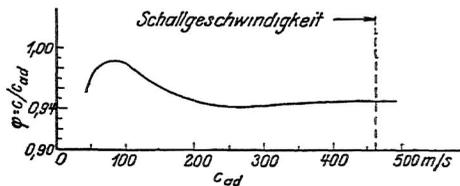


Abb. 9. Verhalten der Düsenziffer φ bei Unterschallgeschwindigkeiten nach Versuchen des „Steam Nozzle Committee“

die Reibungszahl K ein ausgesprochenes Minimum erreichen, was nach den bisherigen Kenntnissen der Reibungsgesetze ganz überraschend und unerklärlich erscheint³⁾. Da ein außerordentlich großes praktisches Bedürfnis besteht, insbesondere im Dampfturbinenbau, hier volle Klarheit zu schaffen, habe ich während meiner praktischen Tätigkeit bei der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft ebenfalls Versuche zur Nachprüfung dieser Verhältnisse eingeleitet, die noch vor meinem Austritt aus der Firma begonnen und später fortgesetzt wurden⁴⁾ und die durchweg im Gegensatz zu den englischen Ergebnissen und

¹⁾ S. Stodola, Die Dampf- und Gasturbinen. 5. u. 6. Aufl. Mit Literaturangaben u. Zusammenstellung der älteren Versuchsergebnisse.

²⁾ S. die im „Engineering“ veröffentlichten Berichte: „First report“ und „Second report“ vom 23. März 1923; „Third report“ vom 23. Mai 1924; „Fourth report“ vom 15. Mai 1925.

³⁾ Daß erst bei so hoher Geschwindigkeit und unabhängig von Form und Größe der Düsen das Umkippen vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand erfolgt, erscheint nach den heutigen Kenntnissen als sehr unwahrscheinlich.

⁴⁾ Die Versuche wurden größtenteils von Herrn Dipl.-Ing. B. Borges durchgeführt.

in Bestätigung älterer Versuche im Unterschallbereich ein allmähliches, allerdings nicht erhebliches Abnehmen der Düsen-

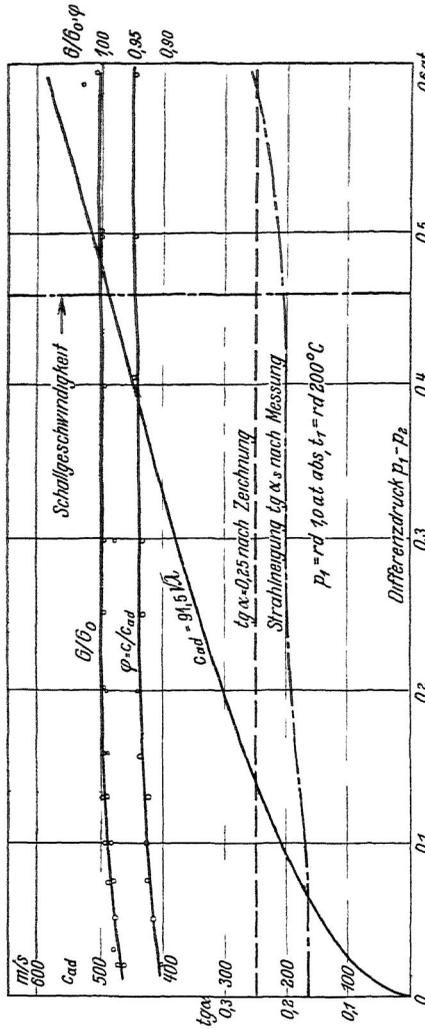


Abb. 10. Verhalten der Düsenziffer φ bei Unterschallgeschwindigkeiten nach Verstehen bei der AEG-Turbinenfabrik

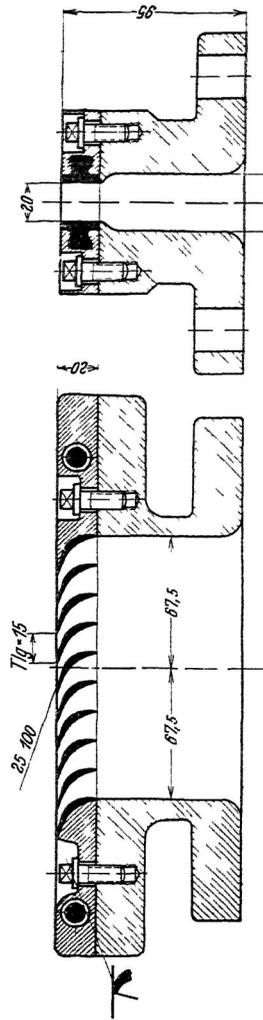


Abb 11a und b. Form und Konstruktion einer Versuchsdüse der AEG-Turbinenfabrik

verluste mit wachsender Geschwindigkeit ergaben (z. B. Versuchsergebnisse nach Abb. 10 an einer Düsengruppe nach Abb. 11a—d)¹⁾.

¹⁾ Die Messungen wurden mit dem gleichen Versuchsapparat durchgeführt, wie bereits in einer früheren Veröffentlichung mitgeteilt; s. „Die Düsencharakteristik“, Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 217.

Zur Feststellung der Art der Änderung des Düsenverlustes habe ich nicht allein den aus Reaktionsmessungen bestimmten Geschwindigkeitsbeiwert φ , sondern auch das Verhältnis $\frac{G}{G_0}$ der wirklichen durch Kondensatmessung bestimmten

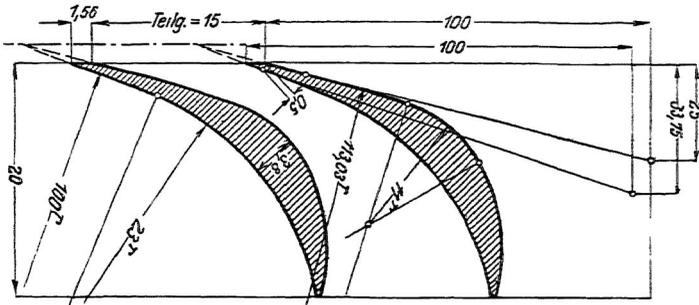


Abb. 11 c. Form und Konstruktion einer Versuchsdüse der AEG-Turbinenfabrik

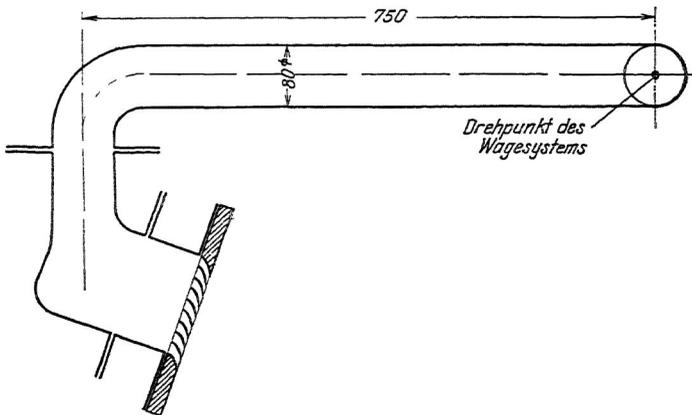


Abb. 11 d. Befestigung der Versuchsdüse am Wagesystem (das gleichzeitig zur Dampfzuführung dient)

Durchflußmenge G zur Durchflußmenge G_0 bei verlustloser Strömung (der Ausflußquerschnitt wurde so gut es ging gemessen, doch ist seine genaue Kenntnis für den gewollten Zweck nicht erforderlich) herangezogen, da doch zu erwarten ist, daß beide Verhältnswerte sich, wenn auch nicht proportional, so doch gleichsinnig ändern müssen (was bei

allen Versuchen bestätigt wurde¹⁾). Vielleicht ist die Ursache dieser Widersprüche in den Meßmethoden zu suchen. Während die Versuche bei der AEG. nach der Reaktionsmethode durchgeführt wurden, sind die englischen Versuche unter Anwendung der Aktionsmethode gewonnen, bei welcher die Fehlermöglichkeiten meines Erachtens erheblich zahlreicher sind als bei der Reaktionsmethode. Im übrigen zeigen die englischen Versuche auch noch andere Überraschungen. So wurde z. B. im Gegensatz zu den Folgerungen aus der Ähnlichkeitstheorie bei einer Düse größeren Durchmessers ein größerer Verlust beobachtet, als bei einer solchen von kleinerem Durchmesser. Der Grund für diese Feststellung ist jedenfalls darin zu suchen, daß die Abrundung r (Abb. 12) bei der größeren der geometrisch nicht ganz ähnlichen Düsen zu scharf war, so daß Ablösung eintrat und mir daher die aus diesen Versuchen gezogenen Folgerungen als praktisch nicht sehr wertvoll erscheinen.

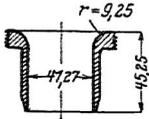


Abb. 12. Versuchsdüse des „Steam Nozzle Committee“

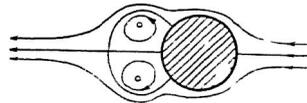


Abb. 13. Stationäre Wirbelanordnung hinter einem umströmten Kreiszyylinder bei Idealströmung

Über das Verhalten der Reibungsziffer bei verzögerter Hauptströmung ist bis heute überhaupt noch nichts bekannt. Hier werden die von Herrn Prandtl veranlaßten Versuche eine wesentliche Lücke ausfüllen. Praktisch ist die Kenntnis des Verhaltens von K in diesem Bereich von großer Bedeutung, da bei allen schlanken Formen (wie z. B. Schiffskörper, Tragflächen, Luftschiffen) längs des Hinterteils verzögerte Strömung ohne oder mit verhältnismäßig später Strahlablösung herrscht. Nebenbei sei noch darauf hingewiesen, daß zur Bestimmung der Gesetze der Schiffsreibung die üblichen Schleppversuche mit Platten nicht genügen, da man beim Schiff am ganzen Vorderteil beschleunigte, am Hinterteil verzögerte Strömung hat, die unter Umständen wesentlich andere Reibungsgesetze als bei gleichförmiger Strömung bedingen könnte.

Zur genaueren Berechnung der Ablösungsverluste ist meines

¹⁾ Es sei darauf hingewiesen, daß ein Fehler bei der am heikelsten durchzuführenden Kondensatmessung sich bei den Werten von φ und G/G_0 in entgegengesetzter Weise geltend macht, so daß also gegensätzliche Ausbeulungen der beiden Kurven auf derartige Meßfehler deuten.

Wissens bis jetzt noch kein Versuch gemacht worden. Als seinerzeit v. K á r m á n und R u b a c h ¹⁾ ihre schönen Untersuchungen über die Wirbelstraße hinter einem Hindernis veröffentlichten, glaubte man auf dem rechten Weg zur Berechnung dieser Verluste zu sein; doch hat sich bis heute diese Hoffnung nicht erfüllt. Die regelmäßige Anordnung der Wirbel muß auch wohl als Sonderfall gelten, während im allgemeinen unregelmäßige Verteilung anzunehmen ist.

Es wurde bereits von L. F ö p p l und R u b a c h ²⁾ nachgewiesen, daß bei der idealen Strömung um ein Hindernis eine stationäre Wirbelanordnung ähnlich Abb. 13 möglich ist. Das Wirbelfeld der wirklichen Strömung erscheint als ein Abklatsch dieses Idealfalles.

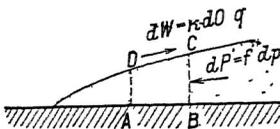


Abb. 14. Kraftwirkungen an einem Ausschnitt des Wirbelfeldes

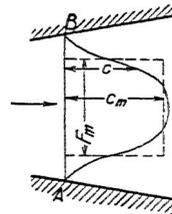


Abb. 15. Reduktion des Geschwindigkeitsprofils für einen Diffusorquerschnitt

Der Ansatz für das Kräftegleichgewicht an einem Ausschnitt des Wirbelfeldes nach Abb. 14 ist unter den getroffenen Voraussetzungen sehr einfach. Bezeichnet f den Querschnitt des Wirbelfeldes, $d\phi$ den Druckzuwachs längs des Wegelementes, dO die reibende Berührungsfläche zwischen Wirbelfeld und Hauptstrom, so gilt die Beziehung:

$$dW = f \cdot d\phi,$$

wobei wie früher

$$dW = K_D \cdot dO \cdot q$$

ist. Es erscheint nun von vornherein nicht als wahrscheinlich, daß die Reibungszahl K_D jeweils an allen Stellen den gleichen Wert hat, jedoch muß sie sich, wie bereits erwähnt, wenigstens im Mittel als konstant erweisen, wenn diese Betrachtungsweise zu einem praktisch brauchbaren Ziel führen soll. Nach vorläufigen

¹⁾ „Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes.“ Physikal. Zeitschr. 1912, S. 49.

²⁾ „Über die Entstehung und Fortpflanzung des Wirbelpaares hinter einem zylindrischen Körper.“ Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 185.

Untersuchungen scheint dies tatsächlich der Fall zu sein, und zwar ergibt sich K_D von ungefähr 10facher Größe, wie im Falle der Wandreibung bei glatten Oberflächen, also $K_D = \sim 0,04$.

Da über eine Durchflußfläche, z. B. eines Diffusors, die Geschwindigkeiten infolge der Durchwirbelung sehr ungleich verteilt sind, muß die Geschwindigkeitskurve nach Abb. 15 auf den der Rechnung zugrunde gelegten einfachen Fall konstanter Geschwindigkeit c_m bei einer um den Querschnitt der Wirbelfelder verminderten Durchflußfläche F_m für den Hauptstrom reduziert werden. Zur Bestimmung der beiden Unbekannten c_m und F_m stehen die Durchfluß- und die Impulsgleichung zur Verfügung, nach welchen die Beziehungen bestehen:

$$\int c \cdot dF = c_m \cdot F_m$$

$$\int c^2 \cdot dF = c_m^2 \cdot F_m.$$

Ist der Druck in der Durchflußfläche infolge von Krümmungseinflüssen veränderlich, so erscheint in der Impulsgleichung auch noch der Flüssigkeitsdruck p .

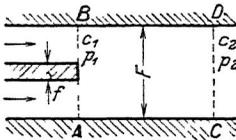


Abb. 16. Ermittlung des Strömungsverlustes hinter stumpf endigenden Körpern

Ich möchte hier auf die allgemeine Verarbeitung des obigen Ansatzes nicht weiter eingehen. Da man bei Strömungen, die sich als Fadenströmungen behandeln lassen, auf andere Weise den praktischen Bedürfnissen nachkommen kann, so sollen im folgenden lediglich die Fälle etwas eingehender besprochen werden, bei welchen bis jetzt eine Vorausberechnung der Ablösungs- (oder Diffusor-) verluste noch kaum möglich erscheint, auch wenn die Ablösestelle bekannt ist. Das gilt insbesondere für umströmte Körper von schlanker Form, bei welchen sich die Rechnungen ganz besonders vereinfachen lassen. Es sei allerdings sogleich bemerkt, daß noch eine große Unbekannte vorkommt, nämlich die Lage der Ablösungsstelle.

Ich darf wohl der Hoffnung und Überzeugung Ausdruck verleihen, daß uns hier Göttingen bald aus der Patsche helfen wird!

Es sei zunächst ein Fall betrachtet, der in der Strömungstechnik insbesondere bei allen Arten von Kreiselmaschinen ständig vorkommt, nämlich die Strömung hinter einem plötzlich endigenden zylindrischen Körper vom Querschnitt f , der sich nach Abb. 16 in einem Kanal vom Querschnitt F befinden möge. Es erscheint nun zunächst sehr einfach, den Energieverlust mit Hilfe des Impulssatzes zu bestimmen. Nach diesem ergibt sich unter Voraussetzung konstanten Druckes längs AB der Druckanstieg hinter dem Körper zu

$$p_2 - p_1 = 2q \cdot \frac{f}{F} \left[1 - \frac{f}{F} \right]$$

(wobei $q = \frac{\gamma}{2g} \cdot c^2$ den auf die mittlere Geschwindigkeit im Querschnitt F bezogenen Staudruck bezeichnet), während im Falle verlustloser Strömung man einen Druckanstieg

$$p'_2 - p_1 = q \cdot \frac{f}{F} \left[2 - \frac{f}{F} \right]$$

erhalten würde. Der Druckverlust ist demnach

$$p_v = p'_2 - p_2 = q \cdot \left(\frac{f}{F} \right)^2$$

und der entsprechende gesamte Energieverlust würde sich dann berechnen zu

$$E_t = G \cdot \frac{p_v}{\gamma} = f \cdot \frac{f}{F} \cdot \left(1 - \frac{f}{F} \right) \cdot q \cdot c.$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß bei gleichem f mit wachsendem Kanalquerschnitt F der Energieverlust fällt und bei $F = \infty$ Null wird, was offenbar völlig ausgeschlossen ist; es muß sich unbedingt E_t einem endlichen Grenzwert nähern, unabhängig von dem Verhältnis $f:F$. Die dem Impulsatz zugrunde liegende Voraussetzung konstanten Druckes in der Fläche AB ist eben unrichtig, vielmehr herrscht, wenn $f \ll F$, hinter dem Körper ein Unterdruck



Abb. 17. Umströmter Körper mit anschließendem Wirbelfeld

$$\Delta p = m \cdot q$$

(infolge von Krümmungseinflüssen, da sich die Stromlinien hinter dem Körper allmählich wieder schließen müssen). Der Verhältnismwert m ist nach den wenigen bisher vorliegenden Versuchen¹⁾ $m = \sim 0,2-0,3$. Ich beabsichtige in dieser Hinsicht weitere Versuche an senkrecht und schräg abgeschnittenen Körpern verschiedener Form durchzuführen.

In Anwendung obigen Gedankens zur Berechnung der Diffusorverluste infolge Reibung zwischen Hauptstrom und Wirbelfeld kann in diesem Falle wegen der verhältnismäßig geringen Druckänderungen folgende vereinfachte Beziehung zugrunde gelegt werden:

$$W = \Delta p \cdot f = K_D \cdot O \cdot q_m$$

¹⁾ S. Ergebnisse der aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, I. Lieferung, S. 120.

wobei $O = \sim UL$ die reibende Oberfläche des Wirbelfeldes, L dessen Länge und U der Umfang von f ist; ferner bedeutet q_m den mittleren Staudruck, der zu $q_m = \sqrt{q \cdot q'}$ angesetzt werden kann, wenn $q' = q + \Delta p$ den Staudruck entsprechend der etwas höheren Geschwindigkeit am Rande des Wirbelfeldes im Schnitt AB bezeichnet. Mit $\Delta p = mq$ gilt also die Beziehung:

$$m \cdot f = K_D \cdot U \cdot L \cdot \sqrt{1 + m}.$$

Die entsprechende Bremsleistung ist $L_v = W \cdot c$.

Ist bei der Umströmung eines Hindernisses (z. B. Schiffskörper nach Abb. 17) die Ablösstelle und damit der Unterdruck

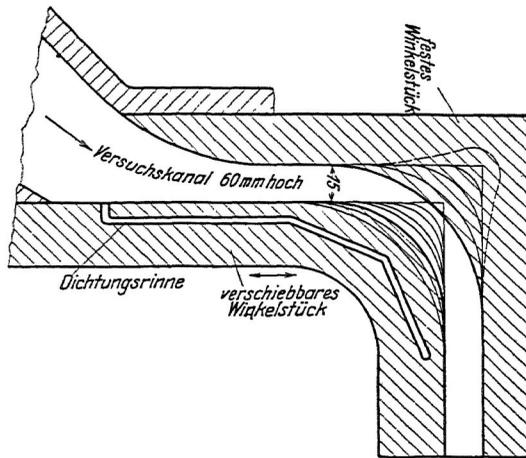


Abb. 18. Versuchskrümmung der AEG-Turbinenfabrik

$\Delta p = m' \cdot q$ an diesem Punkt bekannt, so kann ganz entsprechend für die Diffusorreibung die Beziehung aufgestellt werden (wenn f den getauchten Spantquerschnitt an der Ablösestelle bezeichnet):

$$W = \Delta p \cdot f = K_D \cdot O \cdot q_m, \text{ oder}$$

$$m' \cdot f = K_D \cdot U \cdot L \cdot \sqrt{1 + m'}$$

wo U der benetzte Umfang von f ist. W bedeutet also den „Formwiderstand“.

Bei sehr schlank ausgebildeten Enden (Abb. 2) kann angenommen werden, daß das nachfolgende Wirbelfeld seinen größ-

ten Querschnitt f am Körperende (Schnitt CB) hat. Damit gilt für die Diffusorreibung längs der Fläche AB die Beziehung

$$W_1 = \Delta p_1 \cdot f = K_D \cdot O_1 \cdot q_{m1},$$

während für die Reibung an der übrigen Begrenzung des Wirbel-feldes die Gleichung gilt:

$$W_2 = \Delta p_2 \cdot f = K_D \cdot O_2 \cdot q_{m2}.$$

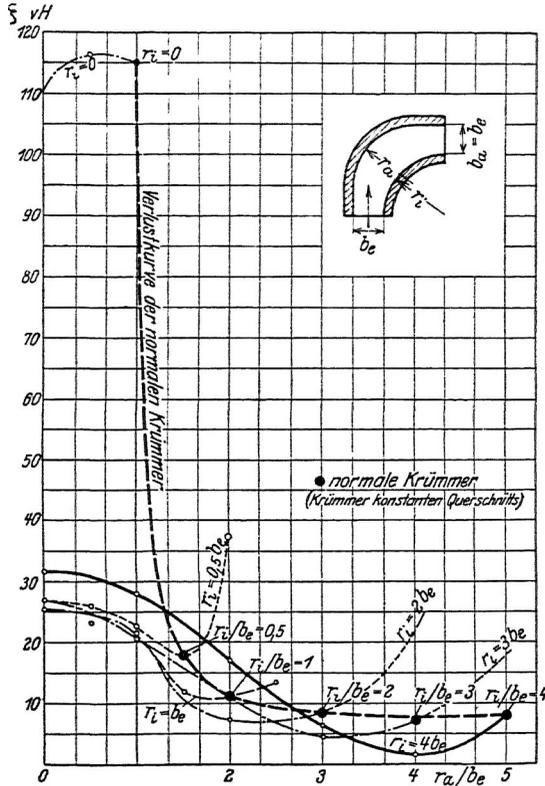


Abb. 19. Verlustziffer ζ von 90-Krümmern mit gleichem Ein- und Austrittsquerschnitt

Da der Unterdruck an der Ablösestelle $\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2 = m' \phi$ als bekannt gelten muß, und ferner $\Delta p_2 = m \cdot q$ (mit $m = \sim 0,2$) gesetzt werden kann, so ergibt sich, wenn noch

$$q_{m1} = \sqrt{q_1 \cdot q_2} = q \cdot \sqrt{(1 + m') \cdot (1 + m)}$$

und ferner $q_{m_2} = \sqrt{q_2} \cdot q = q \cdot \sqrt{1-m}$ gesetzt wird, die gesamte Diffusorreibung (d. h. der Formwiderstand) zu

$$W = W_1 - W_2 = K_D \cdot q \cdot \left[O_1 \cdot \sqrt{(1-m')(1-m)} - O_2 \cdot \sqrt{1+m} \right]$$

Die Ablösungsverluste lassen sich demnach als Wandreibungsverluste an einem um das Wirbelfeld vergrößerten Körper betrachten, wobei aber zu beachten ist, daß längs des Wirbel-

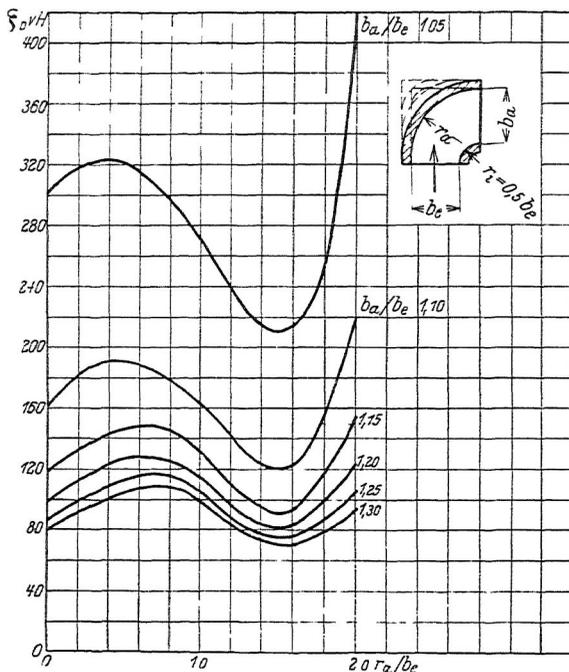


Abb. 20. Verlustziffer ζ_D von erweiterten 90°-Krummern bei $r_i = 0,5 b_e$

feldes K_D größer als K ist; die Reibung am Wirbelfeld kann zum Unterschied von der reinen Wandreibung etwa kurz als „Diffusorreibung“ bezeichnet werden. Allerdings ist die praktische Verwertung der obigen Gleichungen solange unmöglich, als nicht die Lage der Ablösestelle bekannt ist oder doch mindestens mit einiger Wahrscheinlichkeit angenommen werden kann.

Eine Haupteigentümlichkeit aller Reibungsverluste ist, daß sie ohne Ausnahme an den Strahlrändern erzeugt werden und lediglich durch Maßnahmen an den Rändern zu beeinflussen

sind. Der Ingenieur muß daher ständig bestrebt sein, diese „Randverluste“ nach Möglichkeit herabzudrücken. Was in den letzten Jahren an Fortschritten auf den verschiedenen Gebieten der Kreiselmaschinen erzielt wurde, ist zum größten Teil unter mehr oder weniger bewußter Beachtung dieses Gesichtspunktes geschehen.

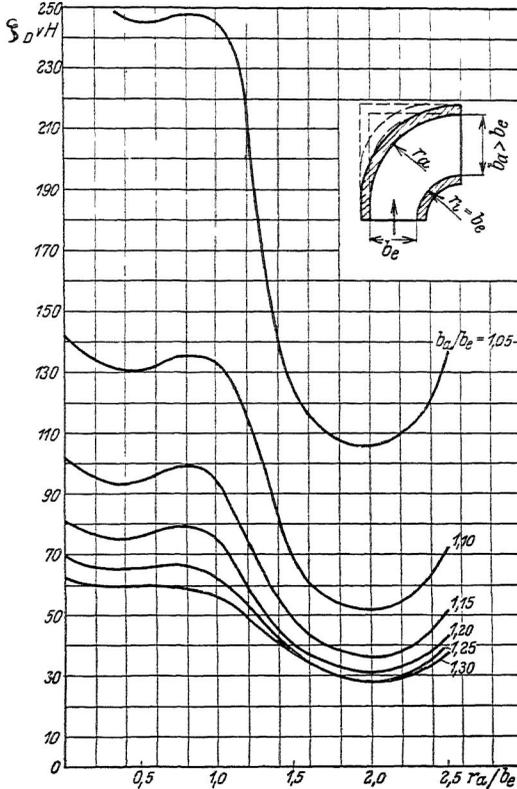


Abb. 21. Verlustziffer ζ_D von erweiterten 90°-Krümmern bei $r_1 = b_e$

Ich möchte mir nunmehr noch einige Ausführungen über das Krümmerproblem zu machen gestatten. Der Krümmer ist eines der praktisch wichtigsten Kanalstücke, nicht nur im Hinblick auf die Energiefortleitung, sondern auch auf die Energieumsetzung in Kreiselmaschinen. Das Studium des Krümmers ist jedoch im Gegensatz zu seiner praktischen Bedeutung bis jetzt auffallend stark vernachlässigt worden und die Kenntnis

der Strömungserscheinungen in Krümmern, insbesondere der jeweils zu erwartenden Strömungsverluste, recht dürftig, so daß ich mich während meiner praktischen Tätigkeit bei der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft zur Ausführung neuer Messungen über Krümmerverluste veranlaßt gesehen habe.

Wie die Zerlegung der Krümmerverluste in Wandreibungs- und Diffusorverluste zu geschehen hat, wurde bereits oben an-

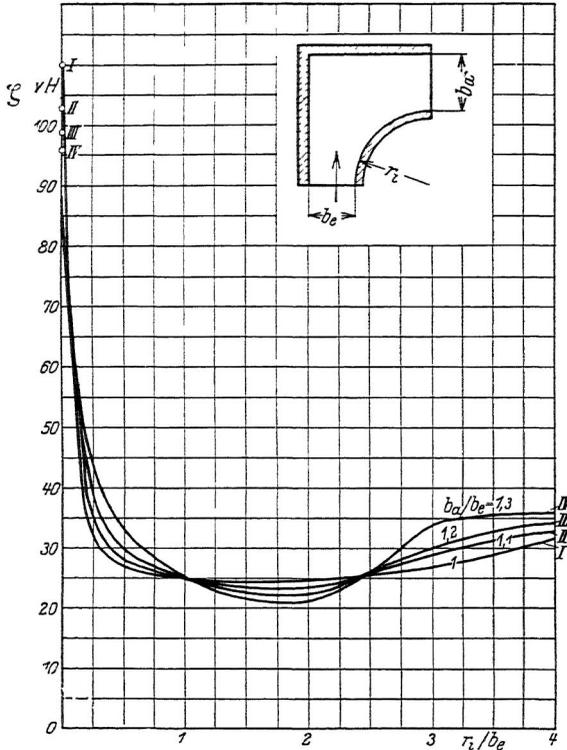


Abb. 22. Verlustziffer ζ von erweiterten 90°-Krümmern bei scharfer Umlenkung an der Außenseite

gedeutet. Auf Grund dieser Zerlegung ist es möglich, jede dieser beiden Verlustarten für sich zu berechnen. Für den Diffusorverlust kann, obwohl die Strömung durch den Krümmer mehrdimensional ist, infolge der begrenzten Durchflußmenge ein Ansatz wie bei der Fadenströmung verwendet werden, indem man den auf die Gewichtseinheit der Durchflußmenge bezogenen Energieverlust, der auf der Außenseite verursacht wird, zu

$$E_a = \zeta \cdot \frac{-\dot{p}_a}{\gamma}$$

(wenn $\Delta \dot{p}_a$ die Drucksteigerung längs der Außenwandung bezeichnet), den auf der Innenseite verursachten zu

$$E_i = \zeta \cdot \frac{\Delta \dot{p}_i}{\gamma}$$

(wenn $\Delta \dot{p}_i$ der Druckanstieg auf der Innenseite) ansetzt. Insgesamt ist demnach der Diffusorverlust in Krümmern

$$E_v = \frac{\zeta}{\gamma} (\Delta \dot{p}_a + \Delta \dot{p}_i).$$

Dieser einfache Ansatz gilt allerdings zunächst nur für Krümmern mit rechteckigem Querschnitt und gleichbleibender Tiefe, während bei beliebiger Querschnittsform Reduktionen vorzunehmen sind. Nach vorläufigen Untersuchungen ist die Verlustziffer wie im günstigsten Fall bei Venturidüsen zu $\zeta = \sim 0,1$ einzusetzen. Die Druckänderungen $\Delta \dot{p}$ können mit genügender Genauigkeit unter Voraussetzung idealer Strömung nach bekannten Methoden bestimmt werden, solange die Umlenkung nicht allzu schroff erfolgt. Damit ist ein Mittel bekannt, unter jeweils gegebenen Verhältnissen die günstigste Form eines Krümmers angenähert zu bestimmen, bei welcher die Verluste ein Minimum werden.

Unsere bisherige Kenntnis der Krümmerverluste gründet sich fast ausschließlich auf die alten Versuche von Weisbach¹⁾. Bei einer Reihe neuerer Versuche²⁾ wurde lediglich die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung in Krümmern, nicht aber der praktisch wichtige Energieverlust, ermittelt; bei allen diesen Untersuchungen wurde insbesondere die Feststellung eines der Hauptströmung überlagerten Doppelquerwirbels in den Vordergrund gerückt, dessen Erzeugung in der Krümmung eintritt. Bei den von mir bei der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft veranlaßten Krümmerversuchen sollte nicht nur der Einfluß der Schärfe der Umlenkung, sondern insbesondere auch des Querschnitts in der Krümmung auf die Größe des Energieverlusts festgestellt werden. Die Versuche wurden an Kanälen von rechteckigem Querschnitt von konstanter Höhe durchgeführt und zwar bei Umlenkungswinkeln von 90° (Abb. 18—22) und 180° (Abb. 23)³⁾. Aus Abb. 18 ist beispielsweise

1) Außerdem liegen noch Versuche von Williams, Hubbel und Finkel, ferner von Schoder sowie von Davis vor.

2) S. z. B. Diss. von Sell, Beitrag zur Kenntnis der Sekundärströmungen, Oldenburg 1913.

3) Die Messungen wurden von Herrn Ingenieur Fr. Schmidt durchgeführt.

der Versuchskrümmer für 90° Umlenkung ersichtlich, in welcher die verschiedenen Abrundungen, die an der Innen- und Außenwand ausgeführt und in verschiedener Weise miteinander kombiniert wurden, eingetragen sind. Für den Fall, daß der Querschnitt des Abflußschenkels gleich dem des Zuflußschenkels ist, sind die Meßergebnisse aus Abb. 19 zu ersehen. während Abb. 20, 21 und 22 Meßergebnisse für den Fall des erweiterten Krümmers darstellen (auf Abb. 19 und 22 ist der auf die Gewichtseinheit bezogene Energieverlust $E_v = \zeta \cdot \frac{c_1^2}{2g}$ gesetzt, während der Diffusorverlust auf Abb. 20 und 21 für die Gewichtseinheit $E_v = \zeta_D \cdot \frac{c_1^2 - c_2^2}{2g}$ ist). Der weitere Ausbau dieser Versuche zur Feststellung des Ein-

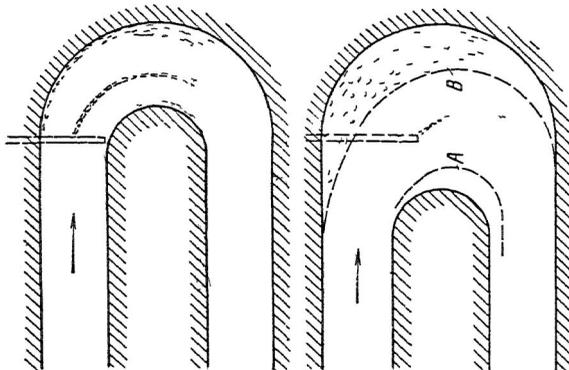


Abb. 23a—b. Untersuchung der Strömung in 180°-Krümmern durch Einbringen von Farblösung

flusses aller maßgebenden Größen ist im hydraulischen Laboratorium der Danziger Hochschule bereits eingeleitet.

Die vorstehenden Mitteilungen beziehen sich auf den „tiefen“ Krümmer, dessen Abmessung senkrecht zur Stromebene groß im Vergleich zu seiner Breite ist. Es sollen noch weitere Versuche auch an „flachen“ Krümmern durchgeführt werden, bei welchen der Strömungsverlauf insofern sich wesentlich von demjenigen des tiefen Krümmers unterscheidet, als die bereits oben erwähnten übergelagerten Querwirbel eine erheblich größere Rolle im Hinblick auf die Verusterzeugung spielen, als beim tiefen Krümmer, bei welchem die Hauptverluste nach Abb. 5 durch Ablösung erfolgen. Allerdings scheint die Ablösung auf der Außenseite, solange hier die Stauung nicht besonders heftig ist, im allgemeinen nicht einzutreten. So hat sich bei Einführung von Farb-

lösung in halber Tiefe eines 180°-Krümmers gezeigt, daß bei normaler Krümmerform (Abb. 23 a) keine deutliche Ablösung zu beobachten war, während bei einer Kanalform nach Abb. 23 b außen wie innen sehr starke Ablösung nach den Kurven A und B eintrat, wobei sich außen die Farblösung sogar etwas stromaufwärts ausbreitete.

Schließlich möchte ich noch einiges über die plötzliche Umlenkung beim Eintritt in eine Schaufelreihe von verhältnismäßig enger Teilung gegenüber der Kanallänge mitteilen. Schon vor längerer Zeit habe ich versucht, mit Hilfe des Impulssatzes in gleicher Weise wie dies inzwischen von Herrn Thom¹⁾ veröffentlicht wurde, den Umlenkungsverlust zu berechnen. Der Vergleich mit Meßergebnissen hat aber durchweg gezeigt, daß die so berechneten Verluste wesentlich zu klein sind, daß vielmehr diese Stoßverluste sich mit größerer Genauigkeit durch eine Gleichung erfassen lassen, ähnlich wie man die Verluste im Kniestück zu berechnen pflegt, nämlich unter Einsetzung einer Verlustziffer:

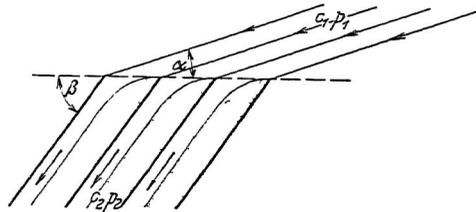


Abb. 24. Einströmung in ein Schaufelgitter unter Bildung von Freistrahlen

$$\zeta = k \left[\sin^2 \frac{\delta}{2} + 2 \sin^4 \frac{\delta}{2} \right]$$

(wenn $\delta = \beta - \alpha$ den Stoßwinkel bezeichnet), wobei hier $k = 4-5$ zu setzen ist. Der Grund für das Auftreten größerer Verluste ist jedenfalls vor allem der, daß die hauptsächlichste Voraussetzung der theoretischen Ableitung, nämlich sehr lange gerade parallelwandige Kanäle, in Wirklichkeit nie erfüllt ist.

Mit Hilfe des Impulssatzes scheint es möglich zu sein, auch eine Voraussage über den Eintritt der Kavitation bzw. das „Abschnappen“ der Kreiselumpen zu machen. Wenn man sich nach Abb. 24 die Einströmung in das Schaufelgitter unter Bildung von Freistrahlen, d. h. in einen Raum konstanten Druckes denkt, so kann ohne weiteres der Druckabfall aus dem Impulssatz berechnet werden. Er ergibt sich zu

$$\Delta p = q \left[\left(\frac{c_0}{c_1} \right)^2 - 1 \right] = q \left[\left(\frac{\sin \alpha \pm \sin (\alpha - \beta)}{\sin \beta} \right)^2 - 1 \right]$$

(bei dem quadrierten Klammerausdruck gilt das positive Vorzeichen, wenn $\alpha > \beta$, im anderen Fall das negative).

¹⁾ S. Schweizer Bauzeitung, 1922. S. 83.

Man kann nun vermuten, daß auch beim gefüllten Kanal am Eintritt eine diesem Druckabfall entsprechende Strahlkontraktion vorhanden ist, so daß aus der Druckabsenkung am Eintritt jeweils berechnet werden kann, wie nahe man an die Kavitationsgrenze, d. h. an den Verdampfungsdruck, herankommt. Aber auch hier hat die Erfahrung gezeigt, daß die Kavitation und damit das Abschnappen von Kreiselpumpen wesentlich früher einsetzt, so daß offenbar der wirkliche Druckabfall am Eintritt in eine solche Schaufelreihe wesentlich größer ist als er sich nach dem Impulsatz bei Voraussetzung geradliniger Kanäle ergibt. Bedeutet bei Kreiselpumpen p_1 den absoluten Druck im Saugraum, p_s den der Flüssigkeitstemperatur entsprechenden Verdampfungsdruck und $q_1 = \frac{\gamma}{2g} \cdot w_1^2$ den der „theoretischen“ relativen Ein-

trittsgeschwindigkeit w_1 entsprechenden Staudruck, so ist der Verhältniswert:

$$z = \frac{q_1}{p_1 - p_s}$$

(wobei für p und q natürlich gleiche Maßeinheiten zu nehmen sind) eine Kennzahl für die Nähe der Kavitations- bzw. Abschnappgrenze einer Pumpe. Um nun eine gegebene Flüssigkeitsmenge mit günstigstem Wirkungsgrad durch die Pumpe zu fördern, ist erfahrungsgemäß ein bestimmter Zuschlag Z zum „theoretischen“ Eintrittsquerschnitt in das Laufrad erforderlich, dessen Größe in Abhängigkeit von z aus Abb. 25 (Linie AB) ersichtlich ist; allerdings muß hier bemerkt werden, daß,

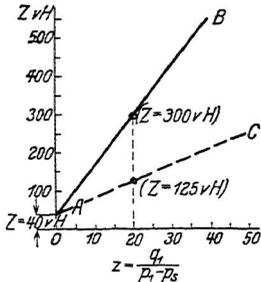


Abb. 25. Zweckmäßigster Zuschlag Z zum „theoretischen“ Eintrittsquerschnitt in Abhängigkeit von der Kennziffer z bei Kreiselpumpen

wenn auch die weitaus überwiegende Mehrheit der Meßpunkte an der Linie AB lag, doch einige ausgefallene Punkte bis auf die Linie AC abfielen. Der Grund für diese Erscheinung konnte mit Sicherheit noch nicht gefunden werden. Aus Abb. 25 ist noch ersichtlich, daß auch bei $z = 0$, d. h. wenn Kavitation überhaupt nicht in Frage kommt, ein Zuschlag von ca. 40% zum theoretischen Eintrittsquerschnitt auszuführen ist, um günstigste Strömungsverhältnisse im Laufrad zu erzielen, was nicht nur für Pumpenräder, sondern auch für Kreiselgebläse und nicht allein für den Laufradeintritt, sondern zugleich für den Eintritt in den Diffusor gilt. Auch bei Dampfturbinen hat sich ein Zuschlag von ca. 10% zur „theoretischen“ Eintrittsbreite als recht günstig erwiesen. Die offenbar recht eigentümlichen Strömungsverhältnisse

beim Eintritt in Schaufelreihen beabsichtige ich noch experimentell zu prüfen.

Es wurde bisher vorausgesetzt, daß die Führungswände senkrecht zur Stromfläche stehen. Ganz neuartige und verwickelte Erscheinungen treten auf, wenn die Führungswände schräg zu ihr bzw. zur Schmiegungeebene der Stromlinien verlaufen. Insbesondere bei schnellläufigen Kreiselpumpen kann unter Umständen hierdurch der ganze Strömungsverlauf entscheidend beeinflußt werden. Auf diese Verhältnisse möchte ich aber nicht mehr eingehen.

ERGÄNZUNG

Zu dem Nachweis, daß bei Annahme gleichen Druckes über den Querschnitt unmittelbar hinter einem stumpf endigenden Körper im sehr breiten Strom (Abb. 16) der Impulssatz zu einem vollkommen falschen Ergebnis führt, ist zu bemerken, daß dieser Fehler jedenfalls um so geringer wird, je kleiner der Unterschied zwischen f und F wird, so daß also im Falle verhältnismäßig großer plötzlicher Querschnittserweiterungen bei Annahme gleichbleibenden Druckes über den Querschnitt AB der Impulssatz genügend zuverlässige Ergebnisse liefert. Die Erscheinung, daß sich in diesem Querschnitt ein Unterdruck an der Fläche f gegenüber dem mittleren Druck im Hauptstrom ausbilden kann, ist u. a. auch für Meßdüsen von einer gewissen Bedeutung. Es folgt daraus, daß die Ausflußziffer einer in einen Kanal eingebauten Meßdüse nicht konstant, sondern etwas abhängig von der plötzlichen Querschnittserweiterung hinter der Düse sein dürfte und zwar in dem Sinne, daß

bei großem Wert des Verhältnisses $\frac{F}{F_0}$ (wo F_0 der

Ausflußquerschnitt der Düse) die Ausflußziffer praktisch unverändert bleibt, jedoch etwas sinkt, je mehr sich dieses Verhältnis dem Wert 1 nähert (vorausgesetzt, der Druck werde an der Sprungstelle des Querschnittes entnommen).

Um einen Überblick über die verschiedenen Strömungsfälle zu erhalten, beabsichtige ich den Unterdruck bei einem stumpf endigenden Körper im breiten Strom nicht nur für zylindrische, sondern auch für divergent und konvergent endigende Körper (Abb. 26) durch Versuch festzustellen. Die Unterschiede in dem

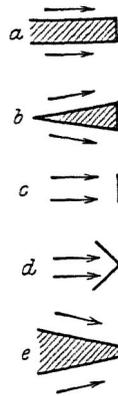


Abb. 26. Stumpf endigende Hindernisse (zylindrisch, divergent oder konvergent endigend)

Wert für m scheinen nicht so groß zu sein, als man zunächst erwarten sollte, da sich nach bisherigen Messungen beim zylindrischen Körper $m = \sim 0,2 - 0,3$ ergeben hat, während bei der senkrecht angeströmten Platte $m = \sim 0,4$ ist. Bei dem praktisch besonders wichtigen Fall konvergenter Wandungen ist aber, selbst wenn zur Berechnung der Reibungsverluste dieselbe Gleichung wie bei zylindrischen Körpern verwendet wird, der Energieverlust im allgemeinen geringer, weil die Geschwindigkeiten an dieser Stelle kleiner sind, denn infolge des Zusammenpralls der beiden Ströme bildet sich am Körperende ein Feld erhöhten Druckes aus, so daß der in der Gleichung einzuführende Staudruck kleiner wird.

Auch bei anderen umströmten Körpern ist zu beachten, ob das Wirbelfeld, dessen Länge nach den oben aufgestellten Gleichungen berechnet werden kann, in ein Gebiet erhöhten oder erniedrigten Druckes fällt oder nicht. Die der Reibung am Wirbelfeld entsprechenden Druckanstiege Δp beziehen sich natürlich immer nur auf die Druckunterschiede am Anfang und Ende des Wirbelfeldes.

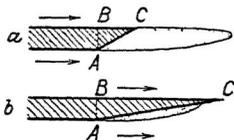


Abb. 27. Wirbelfeld hinter schräg abgeschnittenen Körpern

Von allgemeiner Wichtigkeit ist noch der Fall des am Ende schräg abgeschnittenen Körpers (z. B. Schaufel). Beim zylindrischen Körper (Abb. 27 a) können die in diesem Fall entstehenden Endverluste schätzungsweise einfach so berechnet werden, daß man sich den Körper zunächst nach AB senkrecht abgeschnitten denkt. Dann ist der Unterschied zwischen diesem und dem wirklichen Fall nur der, daß längs der Fläche $BC = \triangle O$ statt der Diffusorreibung nur reine Wandreibung einzusetzen ist und somit die gesamte Diffusorreibung sich nach folgender Beziehung ergibt:

$$W = K_D \cdot (O - \triangle O) \cdot q_m$$

(wo q_m der gleiche Wert wie bei senkrecht abgeschnittenem Körper). Ist der Abschrägungswinkel sehr klein, so kann der Fall eintreten, daß die Länge des Wirbelfeldes kleiner ist als die des Schrägabschnittes (Abb. 27 b). Der Diffusorverlust würde daher durch Abschrägung äußerstenfalls bis auf die Hälfte desjenigen des senkrecht abgeschnittenen Körpers herabgesetzt werden können. Allerdings ist zu vermuten, daß bei sehr spitzen Abschrägungen die Reibungszahl K_D merklich kleiner wird. Analoge Betrachtungen gelten auch für nicht zylindrische Körper mit Schrägabschnitt.

Es möge noch kurz eine einfache Beziehung für den Reibungs- und Formwiderstand umströmter Körper abgeleitet werden unter Deutung des Formwiderstandes als Reibung am „toten“ Wirbel-feld (Abb. 28). Ist F der Durchflußquerschnitt des zylindrischen Kanals, $c_1 = c_0$, p_1 Geschwindigkeit und Druck im Querschnitt AB genügend weit vor dem Körper, $c_2 = c_0$, p_2 desgleichen in CD genügend weit hinter dem Körper, so ist nach der Energiegleichung

$$\frac{c_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{1}{G} \cdot \int c \cdot dW = \frac{c_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma},$$

wobei der Reibungswiderstand

$$dW = K \cdot dO' \cdot q' \text{ oder } dW = K_D \cdot dO'' \cdot q''$$

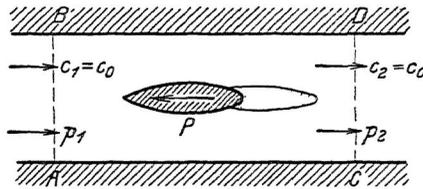


Abb. 28. Umströmter Körper mit Reibungs- und Ablösungswiderstand

für das Gebiet der reinen Wandreibung bzw. der Diffusorreibung einzuführen ist. Aus dem Impulssatz

$$F \cdot p_1 + \frac{G}{g} \cdot c_1 = P + F \cdot p_2 + \frac{G}{g} \cdot c_2$$

folgt dann die Beziehung für den Reibungs- und Formwiderstand

$$P = \frac{1}{c_0} \cdot \int c \cdot dW.$$

die auch für den unbegrenzt breiten Strom gilt. Man beachte hierbei, daß nicht etwa, wie man zunächst vermuten könnte, der Widerstand

$$\int dW \cdot \cos \varphi$$

(wo φ = Winkel zwischen Richtung von dW und c_0) ist, weil durch die Reibung gleichzeitig noch eine nach hinten zu wachsende Verminderung des Flüssigkeitsdrucks p und damit ein zusätzlicher Widerstand verursacht wird (was natürlich auch Geltung behält, wenn ausschließlich reine Wandreibung vorhanden ist).

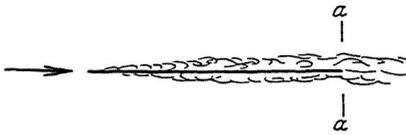
AUSSRACHE ZUM VORTRAG FLÜGEL

VON E. BRAUN

Die Größe der Teilung spielt jedenfalls eine sehr große Rolle, so daß bei Flügelrädern diese Verluste sehr klein zu sein scheinen. Für den Turbinenbauer ist es wichtig zu wissen, ob diese „Stoßverluste“ rückgewinnbar sind. Bei der hydrodynamischen Behandlung des Gitters äußert sich ein Stoß nur durch die Vergrößerung der Umfangskomponente der Austrittsgeschwindigkeit. Der „Verlust“ ist bei geeigneter Saugrohrform also wenigstens teilweise rückgewinnbar. Man wird die Größe dieser Verluste kaum durch Versuche an ruhenden Modellen (Fliegner) feststellen können, sondern immer nur durch Analyse von Versuchen mit einem sich drehenden Rade.

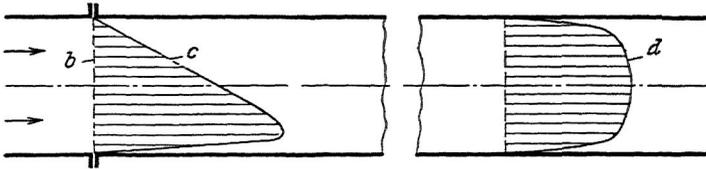
VON D. THOMA

Die Trennung der Verluste in solche, die schon innerhalb der Maschine, und in solche, die erst außerhalb derselben zur Wärmeezeugung führen, wird bisweilen schwierig sein. Die in ihrer eigenen Ebene angeblasene Platte beispielsweise umgibt sich mit einer Wirbelschleife und die aus dem Endquerschnitt $a-a$ austretende Flüssigkeit enthält die dem Widerstand der Platte entsprechende Energie nur zum Teil in Form von Wärme, zum Teil aber auch in Form der kinetischen Energie der Wirbel. Bei Gasströmungen, die sich der Schallgeschwindigkeit nähern oder sie überschreiten, wird es sogar prinzipiell nicht möglich sein, die Wärmeenergie von der Wirbelenergie zu trennen. Aber auch bei Geschwindigkeiten, die weit unter der Schallgeschwindigkeit liegen, bleibt eine prinzipielle Schwierigkeit bestehen: die Wirbel haben die Neigung, sich in immer kleiner werdende Wirbel aufzulösen, so daß zum Beweise der prinzipiellen Möglichkeit der von Herrn Flügel vorgeschlagenen Trennung der Verluste erst noch gezeigt werden müßte, daß die sich auf immer kleinere Wirbel verteilenden Geschwindigkeiten nicht stetig in die Wärmebewegung der Moleküle übergehen. Bei der Platte ist die den Austrittsquerschnitt durchströmende Wirbelenergie praktisch genau ebenso verloren, wie die dort schon in Wärme umgesetzte Energie, weil sie mit praktisch möglichen Mitteln nicht mehr geordnet werden kann. Es gibt aber praktisch wichtige Fälle, bei denen die Frage, ob die Un-



gleichförmigkeiten der austretenden Strömung noch nutzbar gemacht werden können, nicht so einfach liegt. Wenn eine hydraulische Maschine durch ihren Austrittsquerschnitt b die Flüssigkeit mit sehr ungleichmäßig verteilter Geschwindigkeit entläßt, etwa nach der Geschwindigkeitskurve c , so ergibt sich ja in einem anschließenden geraden Rohr gleichbleibenden Querschnitts bei der Umwandlung der Geschwindigkeitsverteilung in die normale Form d ein Druckanstieg. Die praktische Definition des Wirkungsgrades sollte so gestaltet werden, daß dieser Druckanstieg der Maschine noch gutgebracht wird.

Nachträgliche Bemerkung: Wenn die Geschwindigkeitsverteilung im Austrittsquerschnitt der Maschine zeitlich stark schwankt, rechnet man zu ungünstig, wenn man der Berechnung des als Korrektur zu berücksichtigenden Druckanstieges die zeitlichen Mittelwerte der Geschwindigkeiten zugrunde legt, wie sie beispielsweise bei Messungen durch *W o l t m a n s c h e*



Flügel erhalten werden. Diese Schwierigkeit wird vermieden, wenn man die Geschwindigkeiten durch ein Staurohr mit genügend gedämpfter Anzeige bestimmt, da man dann in jedem Meßpunkt das mittlere Geschwindigkeitsquadrat erhält, also jene Größe, von der die im zeitlichen Mittel hindurchtretende Bewegungsgröße abhängt. (Dagegen liefert bekanntlich die Staurohranzeige bei zeitlich schnell veränderlichen Strömungen weder den richtigen Mittelwert der Geschwindigkeit, noch den richtigen Mittelwert der durchströmenden Energie. Von dieser Eigenschaft der Staurohranzeige wird übrigens in der Göttinger Anstalt bei der Bestimmung des Widerstandes von Körpern, die im freien Luftstrom stehen, bereits Gebrauch gemacht.)

SCHLUSSBEMERKUNG VON FLÜGEL

Die Schwierigkeit, auf welche die Herren *B r a u n* und *T h o m a* hingewiesen haben, daß bei ungleicher Geschwindigkeitsverteilung über einen Endquerschnitt es schwer fällt, den wahren Verlust zu bestimmen, tritt in der Tat ständig auf. Immerhin scheint sie mir mehr wissenschaftlicher Art zu sein; bei praktischen Rechnungen läßt sie sich wohl unschwer durch Abstimmung der

Einzelverluste auf die gemessenen Gesamtverluste umgehen. Bezüglich der von mir angegebenen Verlustziffer für die „Stoßverluste“ möchte ich bemerken, daß sie in der Hauptsache aus Messungen an vielstufigen Dampfturbinen gewonnen wurde, daher nur unter der Voraussetzung gilt, daß die Kanaltiefe klein ist im Verhältnis zur Kanallänge, daß sie ferner die wahren Strömungsverluste umfassen soll.

Die Bedenken, die Herr T h o m a in bezug auf die vorgeschlagene Trennung der Strömungsverluste hat, könnten noch dadurch verstärkt werden, daß erfahrungsgemäß die verschiedenen Verlustarten in gegenseitiger Abhängigkeit voneinander stehen. Eigentlich würde man nur zwischen Verlusten durch Wirbel- und durch Wellenerzeugung unterscheiden dürfen, die alle, je nach den Verhältnissen, rasch oder langsam in Wärmeenergie übergeführt werden. Doch sind die Verlustursachen so grundverschieden und die gegenseitige Beeinflussung der Verluste im allgemeinen so untergeordneter Art, daß es für praktische Zwecke wohl doch vorteilhaft ist, die Verluste in der vorgeschlagenen Weise getrennt zu berechnen.

Auf die Bedeutung der verschiedenen „mittleren“ Geschwindigkeiten im Falle ungleicher Geschwindigkeitsverteilung, deren achtlose Vermengung unter Umständen zu sehr erheblichen Widersprüchen führen kann, wurde von mir bereits in einer früheren Arbeit hingewiesen¹⁾.

¹⁾ Siehe Forschungsarbeiten des V. d. I., Heft 217.

ÜBER DIE VORGÄNGE AN DEN SCHAUFEL- ENDEN VON KAPLAN-TURBINEN

VON A. BETZ, GÖTTINGEN

Bei Turbinen, aber auch bei Kreiselpumpen oder bei Ventilatoren muß zwischen den umlaufenden und den feststehenden Teilen ein kleiner Zwischenraum, ein Spalt, vorhanden sein. Da durch diesen Spalt Flüssigkeit strömen kann, ohne an die Schaufeln Arbeit abzugeben, bedingt ein solcher Spalt immer einen Energieverlust. Bei den gewöhnlichen Turbinenbauarten mit eng stehenden Schaufeln, die außerdem meist noch durch einen Kranz abgeschlossen sind, läßt sich der Verlust einfach so abschätzen, daß man ausrechnet, wieviel Flüssigkeit durch den Spalt strömt und so nutzlos verlorengeht. Diese einfache Überlegung geht aber nicht mehr an, wenn die Flügel, ohne durch einen Kranz verbunden zu sein, erheblichen Abstand voneinander aufweisen, wie es typisch für das Kaplan-Rad ist. Hier wird man sich unwillkürlich fragen: Was muß man als Spalt zwischen den Flügeln rechnen. Es ist dies dieselbe prinzipielle Schwierigkeit, die überhaupt bei Kaplanrädern auftritt, daß nämlich die gewöhnlichen Rechenmethoden der Turbinentheorie versagen, wenn die Flügel weit voneinander abstehen. Es hat sich dabei bewährt, zur Berechnung solcher Räder die Theorie der Tragflügel anzuwenden, indem man von dem entgegengesetzten Extrem, einem einzelnen Flügel, ausgeht. Meines Wissens hat zuerst Herr Bauersfeld auf diese Methode hingewiesen. Es liegt daher nahe, auch für die Vorgänge am Spalt die Methoden der Tragflügeltheorie heranzuziehen. Ich habe vor einigen Jahren in meiner Habilitationsschrift einige Rechnungen in dieser Hinsicht angestellt. Wenn die Veröffentlichung dieser Arbeit bisher unterblieb, so lag das daran, daß ich gewisse Bedenken gegen die Zulässigkeit einiger Voraussetzungen hatte, und daß mir die Weiterverfolgung dieser, wie auch mancher anderer Aufgaben unmöglich wurde, indem die immer schwieriger gewordenen wirtschaftlichen Verhältnisse der Versuchsanstalt mich nötigten, unter Zurücksetzung der wissenschaftlichen Interessen mich fast ausschließlich mit geschäftlichen Dingen zu

befassen. Die Bedenken bestanden hauptsächlich darin, daß in der Tragflügeltheorie, wenigstens in ihrer einfachen Form, vorausgesetzt ist, daß die von den Flügeln verursachten Ablenkungswinkel klein sind. Bei sehr vielen Flügelrädern trifft diese Voraussetzung nun gar nicht zu. Allerdings trifft sie gerade für die Räder mit großem Flügelabstand, wo das Bedürfnis nach einer neuen Berechnungsgrundlage am stärksten ist, noch am besten zu. Ich glaube daher, daß diese Berechnungsmethode für Kaplanräder wenigstens einigermaßen brauchbar sein dürfte, zumal, da sich hierfür ja auch sonst die Tragflügeltheorie bewährt hat. Ich will aber nicht verhehlen, daß für die Vorgänge im Spalt die in der Tragflügeltheorie vernachlässigten Erscheinungen stärker ins Gewicht fallen als für die Gesamtvorgänge. Es wird daher nötig sein, diese Nebeneinflüsse noch genauer zu untersuchen. Leider kann ich bis jetzt in dieser Hinsicht noch nicht viel mehr als ganz rohe Abschätzungen bringen, doch hoffe ich, die Sache nunmehr weiter verfolgen zu können.

Wenn die Flüssigkeit durch den Spalt strömt ohne Energie abzugeben, so ist diese Energie hinter dem Rade in Form von vergrößerter Geschwindigkeit vorhanden. Dabei möchte ich auf einen Umstand hinweisen, der meines Wissens bei der Berechnung von Spaltverlusten gewöhnlich unberücksichtigt bleibt: Die Energie des Spaltwassers braucht nicht vollständig verloren zu sein, indem bei der Vermischung des Spaltwassers mit dem durch das Laufrad gegangenen Wasser ein Energierückgewinn stattfindet. Das Spaltwasser mit seiner größeren Geschwindigkeit übt eine ejektorartige Wirkung auf das übrige Wasser aus. Bei den gewöhnlichen Turbinenbauarten spielt dieser Umstand keine nennenswerte Rolle, da die kinetische Energie des Spaltwassers bereits in den verhältnismäßig langen Spaltkanälen zum großen Teil vernichtet wird. Bei so kurzen Spalten, wie bei Kaplanrädern, tritt aber sicher ein solcher Energierückgewinn ein. Er macht um so mehr aus, je größer die Schluckfähigkeit der Turbine ist. Es scheint mir daher das Richtigere zu sein, für die theoretische Behandlung des Spaltverlustes bei Rädern vom Kaplan-Typus nur jene Energie zu rechnen, welche wirklich verlorengehen muß. Es ist das die kinetische Energie des Spaltwassers, bezogen auf ein System, das selbst die mittlere Geschwindigkeit der gesamten Flüssigkeit hinter der Turbine besitzt. Die kinetische Energie des Spaltwassers bezogen auf ein ruhendes

Koordinatensystem ist $\frac{\rho}{2} v_2'^2$ (Abb. 1; die Querbewegungen sind

bei dieser schematischen Darstellung vernachlässigt; bei den weiteren quantitativen Überlegungen sind sie natürlich berück-

sichtig), die Zunahme also $\frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2)$. Der wirkliche Verlust,

der bei späterer Mischung entsteht, ist aber nur $\frac{\rho}{2}(v_2' - v_1)^2$.

Durch die Reibung an der Wand werden die Verhältnisse allerdings etwas verschoben; doch möchte ich hier davon absehen.

Würden hinter dem Rade keine Verluste mehr stattfinden, so könnten wir die Größe des Spaltverlustes überall hinter dem Rade in Form von zusätzlicher kinetischer Energie feststellen. In Wirklichkeit können wir das ja nicht, da sich die kinetische Energie allmählich in Wärme verwandelt. Aber wir können diese theoretische Möglichkeit theoretisch verwerten: Wir denken uns die Strömung hinter dem Rade verlustlos. Dabei haben wir noch den Vorteil, daß wir sie als Potentialbewegung behandeln

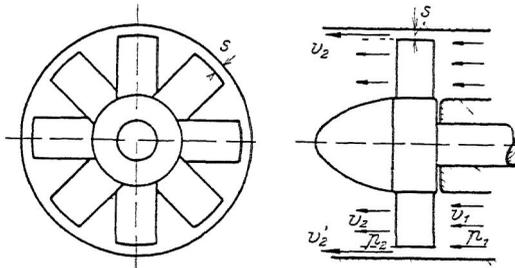


Abb. 1. Schematische Darstellung eines Kaplanrades mit Spalt s am Rande und der Strömungsgeschwindigkeiten

können, was erheblich einfacher ist als die Verfolgung der wirklichen Vorgänge mit Energieverlusten. Wir stellen uns also folgende Aufgabe: Wie unterscheidet sich die Strömung hinter dem Rade bei Vorhandensein eines Spaltes von der ohne Spalt und wie viel größer ist die kinetische Energie. Was ist nun die Wirkung des Spaltes? Zwischen den beiden Seiten der Flügel herrscht eine Druckdifferenz. Auf der Saugseite ist Unterdruck, auf der Druckseite Überdruck. In der Nähe des Spaltes kann diese Druckdifferenz nicht aufrechterhalten werden, da sie sich durch den Spalt ausgleichen kann. Der Überdruck sowohl wie der Unterdruck fallen gegen den Rand hin ab (Abb. 2 oben). Wenn nun die Flüssigkeit über den Flügel wegströmt, so wird sie unter dem Einfluß dieses Druckgefälles abgelenkt. Die Stromlinien auf der Saugseite haben eine Geschwindigkeitskomponente vom Spalt weg, die auf der Druckseite auf den Spalt zu (Abb. 2 Mitte). Wenn nun die Flüssigkeit hinter dem Flügel wieder zusammentrifft, so haben

die Stromfäden verschiedene Richtung, sie passen nicht mehr aufeinander. Es ist zwischen ihnen eine sogenannte Unstetigkeitsfläche entstanden. Das, was durch den Spalt hinter den Flügeln erzeugt wird, sind also Querbewegungen, welche in einer Unstetigkeitsfläche aneinander grenzen (Abb. 2 unten). Wenn wir die Energie dieser Querbewegung berechnen können, so haben wir unsere Aufgabe gelöst, denn diese Energie ist der Verlust, den der Spalt bedingt. Ich muß mich etwas genauer ausdrücken: In jeder

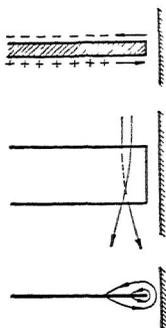


Abb. 2.

Oben: Druckausgleich durch den Spalt am Rande eines Flügels
 Mitte: Ablenkung der Stromlinien infolge des Druckfalles in der Nähe des Spaltes
 Unten: Unstetigkeitsfläche und Querströmung hinter dem Flügel

Sekunde strömt eine gewisse Wassermasse durch die Turbine. Dieser Masse werden infolge des Spaltes die eben besprochenen Störungsgeschwindigkeiten erteilt. Die Energie dieser Störungsgeschwindigkeiten in der sekundlich durchströmenden Masse ist der sekundliche Energieverlust.

Ich hatte schon betont, daß wir den ganzen Vorgang hinter den Schaufeln als verlustlos betrachten müssen. Die Störungsgeschwindigkeiten entsprechen daher einer Potentialbewegung mit einer Unstetigkeitsfläche (bzw. mit soviel Unstetigkeitsflächen, als Flügel vorhanden sind). Da diese Potentialbewegung außer den Unstetigkeitsflächen keine singulären Stellen (Wirbel) besitzt, so ist sie durch die Geschwindigkeitsverteilung längs der Unstetigkeitsflächen vollständig bestimmt. Es ist dies eine bekannte wesentliche Eigenschaft aller Potentialbewegungen. Es genügt daher zur Berechnung des Energieinhaltes bzw. des Spaltverlustes, die Geschwindigkeitsunterschiede, die Geschwindigkeitssprünge längs der Unstetigkeitsflächen zu kennen.

Wie hängen nun die Geschwindigkeitssprünge an der Unstetigkeitsfläche mit der Spaltgröße zusammen? An sich können sie noch ganz beliebig sein, je nach der Form der Schaufeln. Wir können uns aber diese Mannigfaltigkeit wesentlich vereinfachen, indem wir die Nebenfrage stellen, bei welcher Verteilung der Geschwindigkeitssprünge bzw. bei welcher Flügelform ist bei gegebener Spaltbreite der Spaltverlust am kleinsten, und uns dann auf diesen günstigsten Fall beschränken.

Diese Beschränkung auf die Vorgänge beim kleinsten Spaltverlust kann natürlich sehr weit von den tatsächlichen Verhältnissen abliegen. Im allgemeinen wird sie es aber nicht; denn 1. hat man fast immer ein starkes Interesse daran, den

Spaltverlust klein zu halten, man wird sich daher kaum unnötig weit von den günstigsten Verhältnissen entfernen. 2. in der Nähe eines Minimums ändert sich der Wert einer Funktion nur sehr langsam, wenn man sich von der Minimumstelle entfernt: 3. die Erfahrungen und die theoretischen Rechnungen zeigen, daß bei einer Abweichung der Flügelform von der günstigsten, die Geschwindigkeitssprünge nicht in gleichem Maße von der günstigsten Verteilung abweichen, sondern wesentlich weniger. Man wird daher, wenn man nicht ganz extrem ungünstige Flügelformen nimmt, einen Spaltverlust erhalten, der nicht wesentlich vom Minimum abweicht.

Andererseits ist es natürlich auch ein sehr erwünschtes Nebenergebnis, wenn man erfährt, unter welchen Bedingungen der Verlust am kleinsten ist. Man könnte vielleicht denken, daß die

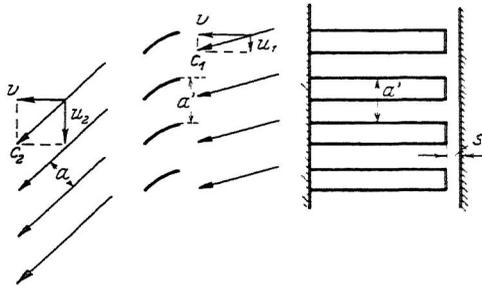


Abb. 3. Schaufelgitter (Flügelreihe)

Aufgabe dadurch erschwert ist, wenn man erst die Minimumbedingungen suchen muß. Das ist aber keineswegs der Fall, indem nämlich die Rechnung für die günstigsten Verhältnisse außerordentlich viel einfacher wird als für die allgemeineren Fälle.

Die Methode der Berechnung ist ganz dieselbe, wie bei einem Tragflügel, wo ja auch an den Flügelspitzen ein Druckausgleich stattfindet. Der dadurch verursachte Energieverlust äußert sich in einem erhöhten Widerstand des Flügels, dem sogenannten induzierten Widerstand. Der sekundliche Energieverlust ist induzierter Widerstand mal Fluggeschwindigkeit. Es läßt sich zeigen, daß der induzierte Widerstand und damit der Energieverlust bei gegebenem Auftrieb dann am kleinsten ist, wenn die hinter dem Flügel entstandene Unstetigkeitsfläche wie eine starre Fläche in der Flüssigkeit bestehen bleibt. Das ist so zu verstehen: Die Störungskomponenten hinter dem Flügel haben außer der Horizontalkomponente (der Flügel ist horizontal

angenommen), welche die Unstetigkeitsfläche bilden, auch noch Vertikalkomponenten. Der kleinste Energieverlust tritt nun auf, wenn diese Vertikalkomponenten längs der ganzen Unstetigkeitsfläche konstant sind. Das heißt aber nichts anderes, als daß sich die ganze Unstetigkeitsfläche mit einer konstanten Geschwindigkeit w nach abwärts bewegt. Der induzierte Widerstand ist dann $W = \frac{w}{2} \cdot A$, wobei A der Auftrieb des Flügels ist. (Auftrieb = Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung, Widerstand = Kraft entgegen der Bewegungsrichtung.) Diese Minimumsbedingung läßt sich nun sehr weitgehend verallgemeinern, so daß man sie auch auf schraubenförmige Bewegungen anwenden kann, wie sie bei Propellern oder bei Turbinen und ähnlichen Maschinen vorkommen.

Man kann den Minimumsatz dann etwa so ausdrücken, wie ich es bereits getan habe, daß der geringste induzierte Widerstand

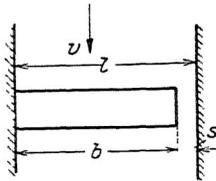


Abb. 4. Einzelner Flügel mit Spalt s

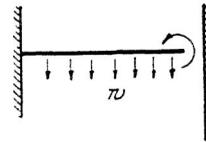


Abb. 5. Bewegung der Unstetigkeitsfläche hinter dem Flügel

unter sonst gleichen äußeren Bedingungen dann auftritt, wenn sich die Diskontinuitätsfläche wie eine starre Fläche verhält. Ein wesentlicher Vorteil, den man bei Beschränkung auf die günstigsten Verhältnisse hat, liegt darin, daß man eine Strömung untersucht, die durch Bewegung einer gegebenen starren Fläche entsteht, eine Aufgabe, die für viele Fälle bereits behandelt ist. Leider sind aber gerade schraubenförmige Flächen in dieser Hinsicht noch kaum untersucht und es scheint auch, daß die Behandlung derselben erhebliche mathematische Schwierigkeiten bietet. Bei der vorliegenden Aufgabe darf man aber wohl von der schraubenförmigen Bewegung überhaupt absehen. Die Vorgänge am Spalt spielen sich im wesentlichen in unmittelbarer Nähe des Spaltes ab und in diesem Gebiet kann man die Bewegung des Flügels mit großer Annäherung als gradlinig voraussetzen. Man erhält dann anstatt des Laufrades ein Schaufelgitter oder eine Flügelreihe, wie man sie ja auch sonst zur angenäherten Behandlung von Turbinenaufgaben verwendet (Abb. 3).

Für solche Schaufelgitter habe ich nun den Spaltverlust nach den geschilderten Methoden ausgerechnet. Zunächst habe ich den einfacheren Fall genommen, daß nur ein Flügel vorhanden ist. Dieser schließt auf der einen Seite ohne Spalt an eine ebene Wand an (etwa dem Ansatz des Flügels an der Nabe entsprechend). Auf der anderen Seite bleibt zwischen Flügelende und Abschlußwand ein Spalt von der Breite s stehen (Abb. 4). Der Abstand der beiden Wände sei l , die Länge des Flügels also $b = l - s$. Die Flüssigkeitsströme zwischen den Wänden relativ zum Flügel mit der Geschwindigkeit v . Die Unstetigkeitsfläche hinter dem Flügel hat die in Abb. 5 gezeigte Gestalt und wandert mit der konstanten Geschwindigkeit w nach abwärts (die Stromgeschwindigkeit v ist senkrecht zur Bildebene), während die Flüssigkeit dieser Bewegung ausweicht. Anstatt die Unstetigkeitsfläche nach abwärts wandern zu lassen, können wir sie uns auch ruhend denken und die Flüssigkeit von unten nach oben strömen lassen (Abb. 6). Wir haben damit einen stationären Strömungsvorgang erhalten. Dieser läßt sich mittels konformer Abbildung streng behandeln. Ich will auf die Einzelheiten dieser rein mathematischen Aufgabe nicht näher eingehen, sondern gleich das Ergebnis der Behandlung mitteilen.

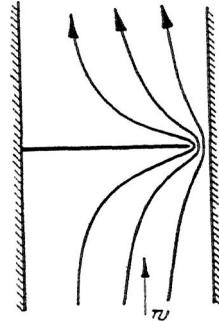


Abb. 6. Strömung um die Unstetigkeitsfläche für ein Bezugssystem, in dem die Unstetigkeitsfläche ruht.

Der durch den Spalt induzierte Widerstand ist:

$$W = \frac{A^2}{q b^2} k_1.$$

wobei A der Auftrieb des Flügels, $q = \frac{\rho}{2} v^2$ der Staudruck der Strömungsgeschwindigkeit, $b = l - s$ die Flügellänge und

$$k_1 = \frac{\pi \left(\frac{b}{l}\right)^2}{16} \frac{1}{\ln \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{s}{l}\right)}}$$

ein Faktor ist, welcher den Einfluß der Spaltweite wiedergibt.

Der Zusammenhang zwischen k_1 und der relativen Spaltbreite $\frac{s}{l}$ ist in Abb. 7 für große Spalte und in der Abbildung 8 für kleine Spalte in größerem Maßstabe wiedergegeben.

Auffallend ist das äußerst rasche Anwachsen des Spaltverlustes schon bei sehr kleinen Spalten. Dazu möchte ich aber gleich bemerken, daß in den meisten praktischen Fällen für sehr enge Spalte die Verhältnisse etwas günstiger sind. Für die theoretische Behandlung war der Flügel unendlich dünn vorausgesetzt, während er natürlich in Wirklichkeit eine endliche Dicke hat. Wenn nun der Spalt von der Größenordnung der Flügeldicke ist (Abb. 2 oben) oder gar wesentlich kleiner, so macht sich die Flügeldicke für den Druckausgleich zwischen Saug- und Druckseite hemmend bemerkbar. Die Störungsgeschwindigkeiten und

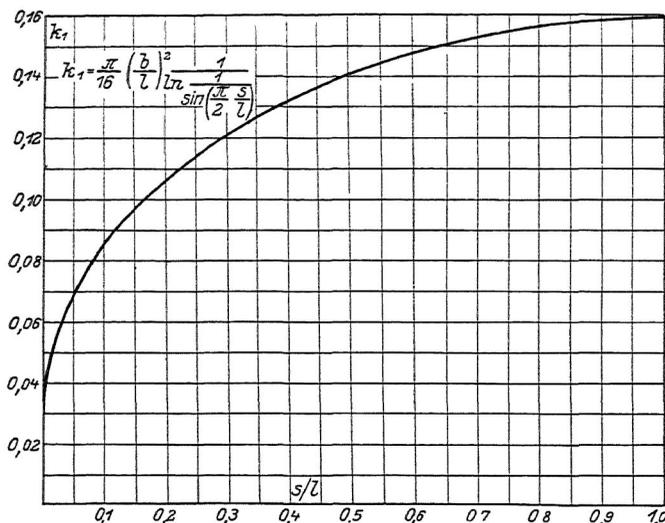


Abb. 7. Beiwert des Spaltverlustes bei einem einzelnen Flügel für verhältnismäßig große Spaltweiten

damit der Energieverlust werden kleiner. In gleichem Sinne wirkt die Ablösung, die beim Umströmen des seitlichen Flügelrandes entsteht. Sie bewirkt einen Widerstand gegen die Störungsbewegung und damit eine Verminderung derselben. Auf Grund einer qualitativen Überlegung glaube ich annehmen zu müssen, daß bei Berücksichtigung dieses Umstandes die Abhängigkeit des Spaltverlustes von der Spaltgröße einen Verlauf hat, wie er etwa durch die gestrichelten Linien in Abb. 8 angedeutet ist. Der Spaltverlust ist dabei für kleine Spalte proportional der Spaltweite. Ich hatte bereits in der Einleitung erwähnt, daß die Theorie für die im Turbinenbau vorkommenden Verhältnisse noch weiter ausgebaut werden muß. Gerade diese Abweichung bei engen

Spalten ist einer der wichtigsten dafür in Frage kommenden Punkte.

Ich habe dann außer dem einzelnen Flügel noch die ganze Flügelreihe untersucht (Abb. 3). Dabei habe ich mich aber auf den Fall beschränkt, daß der Flügelabstand klein gegenüber der Flügellänge ist, so daß man die Flügellänge als unendlich voraussetzen kann. Der entgegengesetzte Fall, daß der Flügelabstand groß gegen die Flügellänge ist, kommt auf den Fall eines einzelnen Flügels hinaus. Die zu lösende Strömungsaufgabe ist in Abb. 9 dargestellt. a' (Abb. 3) ist dabei der Flügelabstand, a der Abstand der entstandenen Unstetigkeitsflächen.

Ich will wieder gleich das Ergebnis der Untersuchung angeben: Der vom Spalt induzierte Widerstand einer Schaufel möge wieder in der Form

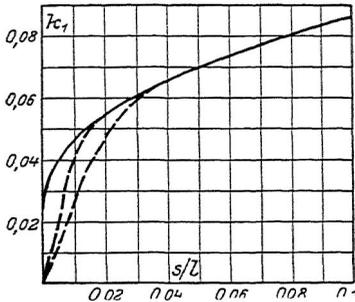


Abb. 8. Beiwert des Spaltverlustes bei einem einzelnen Flügel für kleine Spaltweiten

$$W = \frac{A^2}{q b^2} k_2$$

geschrieben werden, wobei wieder A der Auftrieb des Flügels,

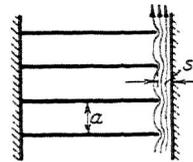


Abb. 9. Strömung um die Unstetigkeitsflächen hinter einem Schaufelgitter

$q = \frac{\rho}{2} v^2$ der Staudruck, b die Flügelspannweite und

$$k_2 = \frac{K \left(\operatorname{Th} \frac{s\pi}{a} \right)}{8 K \left(1 \operatorname{Co} \frac{s\pi}{a} \right)}$$

der den Spalteinfluß darstellende Faktor ist. Th und Co bedeuten die bekannten Hyperbelfunktionen, K ist das vollständige elliptische Integral erster Art:

$$K(\lambda) = \int_0^1 \frac{du}{\sqrt{1-u^2} \sqrt{1-\lambda^2 u^2}}$$

Der Zusammenhang zwischen k_2 und $\frac{s}{a}$ ist in Abb. 10 wieder gegeben. Wir sehen für sehr kleine Spalte wieder denselben raschen Anstieg wie beim einzelnen Flügel. Es gilt hier natürlich dasselbe, was ich beim einzelnen Flügel wegen des Einflusses der endlichen Flügeldicke sagte. Lassen wir den Schaufelabstand sehr klein werden, so erhalten wir den Fall eines einheitlichen Spaltes von konstanter Breite s . Dafür ergibt sich der Widerstand:

$$W_o = \frac{A^2}{4q} \frac{s}{b^2} \cdot a.$$

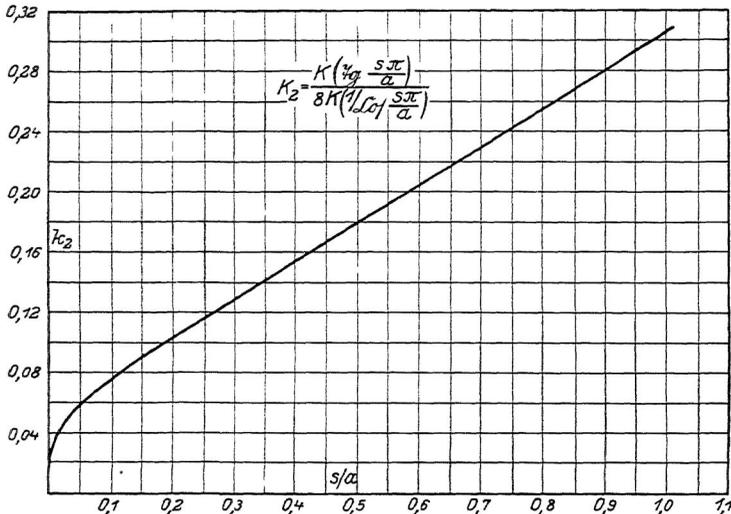


Abb. 10. Beiwert des Spaltverlustes bei einem Schaufelgitter

Schreiben wir den Widerstand für den allgemeinen Fall in derselben Form:

$$W = \frac{A^2}{4q} \frac{s'}{b^2} \frac{1}{a} = W_o \frac{s'}{s},$$

so ist s' als gleichwertige Spaltbreite aufzufassen, d. h. man muß bei großem Flügelabstand anstatt des Spaltes s am Flügel selbst einen etwas größeren Spalt s' einsetzen, den man sich dann aber über den ganzen Umfang gleichmäßig vorstellen kann. Durch Vergleich der Formeln für W und W_o erhält man:

$$s' = s + a \cdot \sigma.$$

Der Wert von σ ist in dem Diagramm 11 dargestellt. Man kann demnach so rechnen, als ob man engstehende oder mit Kranz versehene Schaufeln hätte, und muß nur anstatt des wirklichen Spaltes s am Flügel einen um $a\sigma$ größeren Spalt der Rechnung zugrunde legen. Man sieht aus dem Verlauf der Kurve, daß der Wert von σ sich sehr bald einer Konstanten $\frac{\ln 2}{\pi} = 0,22^1)$ nähert, d. h. wenn der Spalt größer als etwa $0,2 a$ ist, so wird die scheinbare Vergrößerung des Spaltes einfach $0,22 a$. Für Spalte, die kleiner

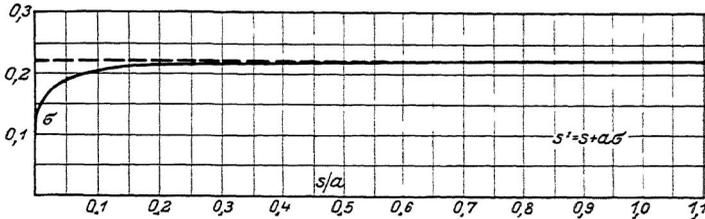


Abb. 11. Unterschied zwischen der wirksamen Spaltweite s' und der wirklichen Spaltweite s

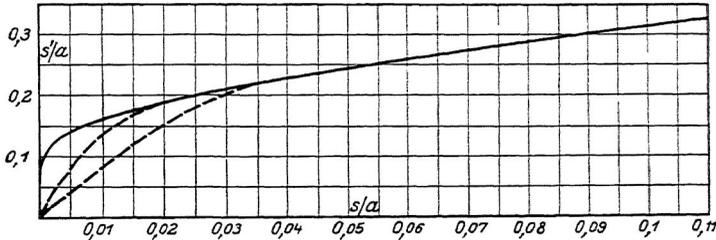


Abb. 12. Zusammenhang zwischen der wirksamen Spaltweite s' und der wirklichen Spaltweite s für kleine Spaltweiten

als etwa $0,2 a$ sind, wird die scheinbare Erweiterung des Spaltes geringer, macht aber prozentual trotzdem mehr aus. Abb. 12 zeigt die Werte $\frac{s'}{a}$ für kleine Werte von $\frac{s}{a}$. Die gestrichelten Linien stellen wieder den voraussichtlichen Verlauf bei Berücksichtigung der wirklichen Verhältnisse dar.

Im Anschluß daran zeige ich noch die sich nach der Theorie

¹⁾ Dieser Wert für unendlich großen Spalt kommt z. B. bei der Berechnung von Schraubenpropellern oder Windmühlen zur Geltung. Er ist zuerst von Prandtl angegeben worden (Betz, Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust. Mit einem Zusatz von L. Prandtl. Nachr. von der K. Ges. d. Wissenschaften zu Göttingen, Math.-physik. Kl. 1919, S. 193 ff.).

ergebende günstigste Verteilung des Auftriebes über den Flügel bei verschiedenen Spaltweiten, einmal für den einzelnen Flügel von endlicher Länge (Abb. 13) und außerdem für einen Flügel aus einer Reihe (Abb. 14).

Wir können auch hier bei der Auftriebsverteilung den Begriff der gleichwertigen Spaltweite s' einführen. Wenn wir nämlich die Auftriebsverteilung in ein Rechteck verwandeln, so daß überall die volle Flügelbelastung herrscht, so müssen wir, um dieselbe Fläche (denselben Gesamtauftrieb) zu erhalten, die Flügellänge etwas verkürzen, also den Spalt etwas vergrößern. Die so erhal-

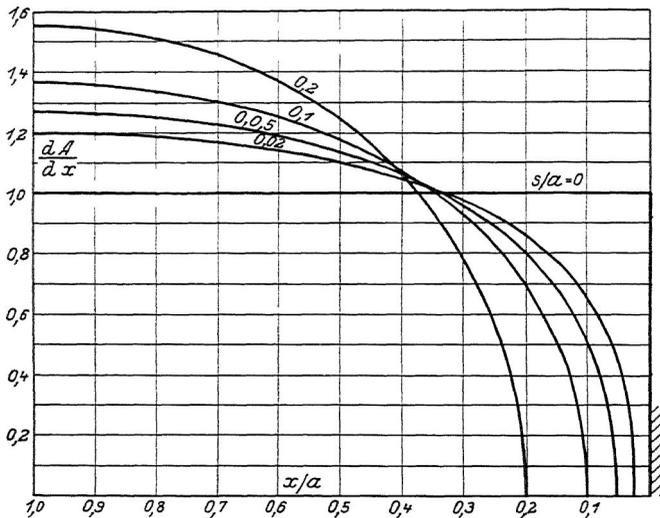


Abb. 13. Theoretisch günstigste Auftriebsverteilung über einen einzelnen Flügel bei verschiedenen Spaltweiten

tene vergrößerte Spaltweite stimmt gerade mit der überein, welche man bei der Berechnung des Energieverlustes erhält.

Zum Schluß möchte ich noch ein Zahlenbeispiel angeben: Zur praktischen Berechnung kann man die Widerstandsformel etwas umformen, so daß die Flügellänge b nicht mehr auftritt. Man erhält für den durch den Spalt bedingten prozentualen Energieverlust (η = Wirkungsgrad):

$$1 - \eta = \frac{c_a}{4} \cdot \frac{s'}{a} \cdot \frac{U t}{F} \cdot \frac{c^2}{v u}$$

dabei bedeuten v die axiale, $u = \frac{u_1 + u_2}{2}$ die mittlere tangentielle

Geschwindigkeit des Wassers relativ zum Flügel. $c = \sqrt{v^2 - u^2}$ die resultierende Geschwindigkeit (vgl. Abb. 3), $U = D\pi$ den Umfang des Rades, t die Flügeltiefe (Länge des Profils), F den Durchflußquerschnitt, s' und a wie bisher die gleichwertige Spaltweite und den Abstand der Flügel senkrecht zu den relativen Stromlinien hinter dem Rade gemessen, und $c_a = \frac{A}{(c/2)c^2 t}$ die in der Flugtechnik übliche Auftriebsziffer. Dabei sind für c_a , t , c , u und v die Werte an den Flügelspitzen zu nehmen.

Als Beispiel wählte ich ein Rad von 0,5 m Durchmesser (Modell) mit 4 Flügeln von $t = 0,13$ m Tiefe. Der Spalt soll $s = 0,5$ mm betragen. $\frac{u}{v}$ habe ich zu 3 angenommen. Für $\frac{s}{a}$ er-

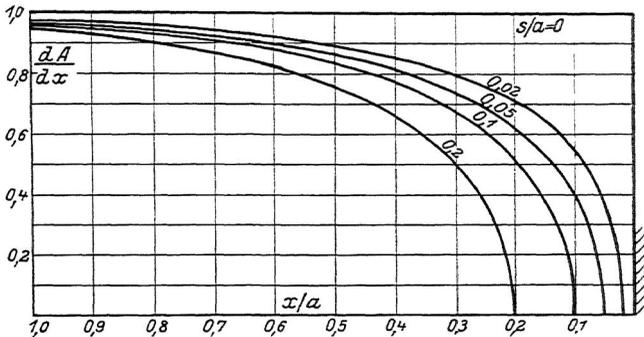


Abb. 14. Theoretisch günstigste Auftriebsverteilung am Rande eines Flügels einer Flügelreihe für verschiedene Spaltweiten

gibt sich $5 \cdot 10^{-3}$ und damit aus der gezeigten Kurve $\frac{s'}{a} = 0,14$ (eine ganz andere Größenordnung wie $\frac{s}{a}$). Für den prozentualen Verlust erhalte ich aus der angegebenen Formel:

$$1 - \eta = 0,07,$$

d. i. 7%. Dieser Wert ist nun sicher zu hoch, sonst wären die bei Turbinen tatsächlich vorhandenen Wirkungsgrade nicht erreichbar. Ich habe aber schon darauf hingewiesen, daß für so enge Spalte andere Einflüsse den Verlust verringern und es scheint mir nach rohen Abschätzungen durchaus möglich, daß der Verlust weniger als die Hälfte beträgt. (Vgl. z. B. die gestrichelten Kurven in Abb. 12.) Ein Verlust von 2 bis 3% dürfte aber durchaus möglich sein.

Es wird die nächste Aufgabe sein, diese noch bestehende Lücke in der Theorie, die gerade für die Turbinen wichtig ist, auszufüllen. Untersuchungen über diesen Gegenstand sind im Gange.

AUSSPRACHE ZUM VORTRAG BETZ

VON E. BRAUN

Das ganz gleiche Problem tritt auch bei der bekannten Schirmmessung auf; bei den kleinen Staudrücken spielt die Reibung aber eine besondere Rolle, so daß man, wie die Versuche im Darmstädter Laboratorium (Diss. M a n n) gezeigt haben, selbst „negative Spaltverluste“ erhalten kann.

VON L. PRANDTL

Die B e t z schen Formeln dürften für weite Spalte recht gut stimmen, weniger für enge. Der Methode der Tragflügeltheorie

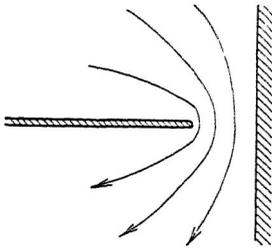


Abb. 1

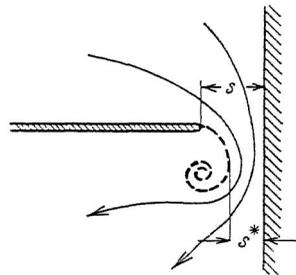


Abb. 2

rie, die hier angewandt ist, liegt immer die Annahme zugrunde, daß die Ablenkungen der Flüssigkeit durch die Schaufeln usw. klein sind; streng gelten sie für unendlich kleine Ablenkungen, d. h. unendlich kleine Schaufelbelastung. Bei endlichen Ablenkungen ergeben sich mannigfache Abweichungen. Eine hier besonders wichtige Abweichung besteht darin, daß statt der theoretischen Strömung zwischen Schaufel und Wand (Abb. 1) durch die endlichen Stromwege quer zur Schaufel eine Strömung gemäß Abb. 2 mit einer tütenförmig sich aufrollenden Trennungsfläche eintritt. Man würde die wirklichen Verhältnisse wohl schon besser annähern, wenn man die Strecke s^* statt s als Spaltweite in die Formeln einführte.

VON FÖTTINGER

Der Zusammenhang des Spaltverlust-Vorganges mit der Bildung zopfartiger Wirbel hinter freien Schaufeln ist mir durch Beobachtungen an einem 1909 vor der Schiffbautechnischen Versammlung vorgezeigten Modelle eines Turbo-Transformators (Abb. 1 und 2) nahegelegt worden, welches zur Beobachtung der Strömungen vorn und hinten mit großen Glas-

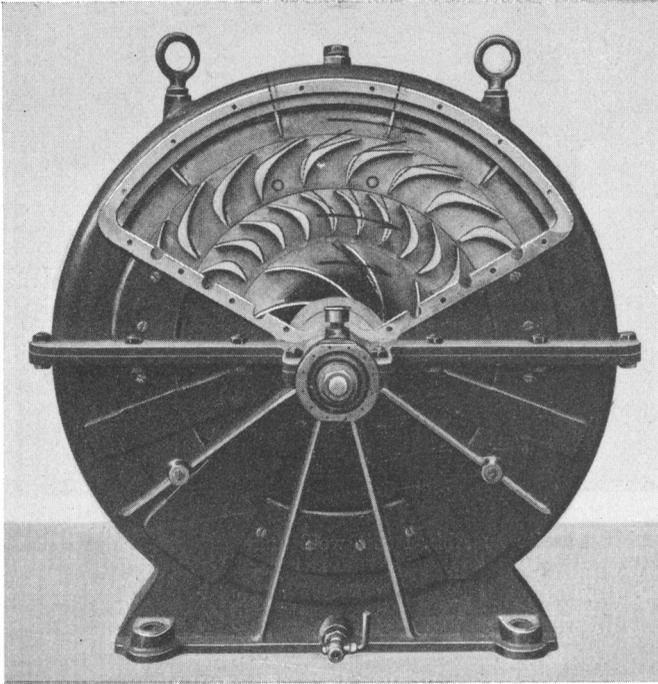


Abb. 1. Glasmodell eines Turbo-Transformators mit Andeutung der Spaltverlustwirbel

fenstern versehen war, denen die Schaufeln mit einem Spielraum von etwa 1–2 mm gegenüberstanden.

Durch die Druckunterschiede bildeten sich die in Abb. 1 bzw. 2, S. 176, schwarz bzw. weiß angedeuteten Wirbelachsen aus, welche sich als schlauchartige, mit etwas Luft gefüllte Hohlräume deutlich durch den gesamten Kreislauf hindurchzogen. Die Beobachtungen führten uns zur Berichtigung der damaligen Anschauungen über die Größenordnung der Spaltverluste, nament-

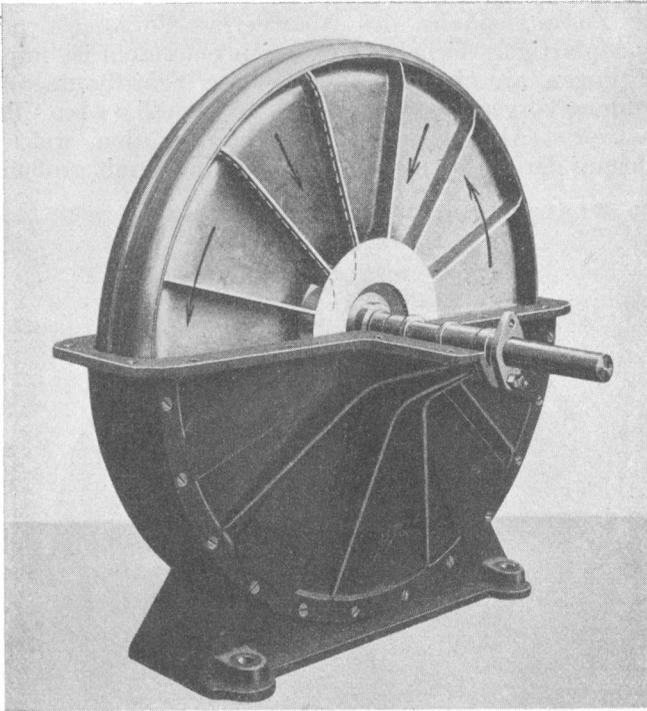


Abb. 2. Rückseite zu Abb. 1 mit weiß angedeuteten Spaltwirbelachsen

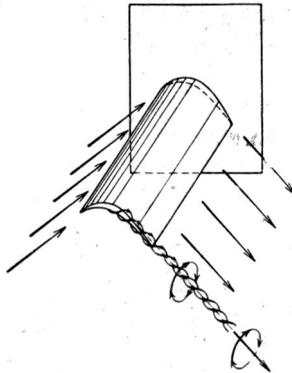


Abb. 3. Entstehung von Zopfwirbeln an freien Schaufeln oder Flügeln

lich der für Dampfturbinen berechneten, und zu einer Erklärung des Zustandekommens von Zopfwirbeln an freien Schaufeln oder Flügeln gemäß Abb. 3, welche meinem Vortrag über Wirbeltheorie der Propeller vom Jahre 1917¹⁾ entnommen ist. Für die praktische Berechnung der Spaltverluste dürfte allerdings die Wirbeltheorie kaum zu empfehlen, sondern durch einfachere Betrachtungen über die Druckunterschiede und Ausflußgeschwindigkeiten zu ersetzen sein, da die doppel-seitige Wandreibung im Spalt die Voraussetzungen der Tragflügeltheorie hinfällig macht.

VON J. ACKERET

Die vorgetragene Methode läßt sich auch auf einen Fall anwenden, der im Dampfturbinenbau eine Rolle spielt. Bei Gleich-

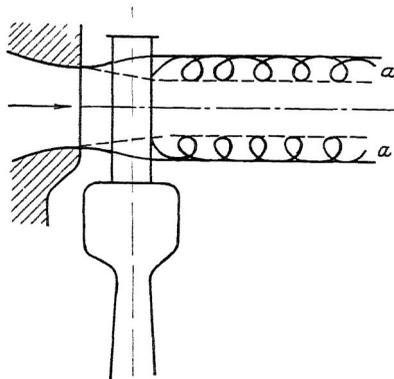


Abb. 1

druckrädern wird sehr oft der Dampfstrahl so geführt, daß die Schaufeln ganz durch den Strahl hindurchtreten und auf beiden Seiten erheblich überstehen (Abb. 1). Die Schaufelkraft nimmt an den Durchtrittsstellen auf Null ab. Auf der Druckseite breitet sich der Strahl aus, auf der Saugseite schnürt er sich zusammen, beide Bewegungen grenzen mit einer Diskontinuitätsfläche aneinander, was, wie im Vortrag ausgeführt, gleichbedeutend ist mit dem Auftreten von abgehenden Wirbeln a, a. Für kleine Ablenkungen läßt sich der Fall des minimalen Widerstandes ziemlich einfach rechnerisch durchführen.

¹⁾ Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, 1918, S. 405.

VON W. HAHN

Der Spaltverlust für Flügelräder ist in Wirklichkeit wesentlich geringer, als er von dem Vortragenden berechnet wurde. Es hat sich auch gezeigt, daß die verhältnismäßig großen Spalte an den Schaufelenden bei Kaplan turbinen, die aus konstruktiven Gründen mit Rücksicht auf die Drehbarkeit der Laufradschaufeln innerhalb einer Zylinderfläche zugelassen werden, keine erheblichen Verluste bewirken. Die Wirbelverluste an den Schaufelenden müssen also verhältnismäßig gering bzw. der Energierückgewinn aus dem abfließenden Spaltwasser im Saugrohr entsprechend groß sein.

SCHLUSSWORT A. BETZ

Herr Prof. Braun wies auf die Erscheinungen am Spalt bei Schirmmessungen hin, wie sie Herr Mann untersucht hat. Es handelt sich dort aber gerade um jene Vorgänge, welche ich

bisher vernachlässigt habe. Eine Anwendung meiner Untersuchung auf die Theorie des Meßschirmes wird daher kaum in Betracht kommen; eher noch könnte man daran denken, die Erfahrungen am Meßschirm zur Ausfüllung der noch bestehenden Lücke in der vorgetragenen Theorie zu verwerten.

Abb. 1. Eine ebene Unstetigkeitsfläche (oben) ist unstabil, sie rollt sich am Rande ein (unten)

Herr Dr. Hahn wies darauf hin, daß die Energie des Spaltwassers z. T. im Saugrohr wieder gewonnen wird. Ich hatte bei meinen Rechnungen diesen Energierückgewinn bereits berücksichtigt und nur das als Verlust gerechnet, was nicht mehr zurückgewonnen werden kann. Die zu großen Werte, welche die Theorie ergibt, dürften, wie schon erwähnt, in der Vernachlässigung der endlichen Schaufeldicke und der Wirbelbildung beim Durchströmen des Spalts begründet sein.

Herr Prof. Föttinger erwähnte Beobachtungen, wonach sich am Spalt intensive Wirbelfäden bilden, ähnlich wie sie Herr Prof. Prandtl aufgezeichnet hat. Ich möchte dazu einiges erläutern. Ich habe die Unstetigkeitsflächen hinter den Flügeln als ebene Flächen behandelt. Tatsächlich sind nun diese ebenen Flächen nicht stabil und rollen sich am Rande ein, so daß man Erscheinungen bekommt, wie sie Herr Prof. Föttinger beschrieben hat (Abb. 1). Bei diesem nachträglichen Einrollen kann sich aber die Energie nicht mehr ändern. Es ist

daher für Berechnung des Energieverlustes gleichgültig, ob man die eingerollte oder die ebene Diskontinuitätsfläche zugrunde legt. Da sich aber die ebene Fläche leichter behandeln läßt, so wählt man diese, obgleich in Wirklichkeit fast immer eine andere Form vorhanden ist. Die von Herrn Prof. F ö t t i n g e r beobachtete Erscheinung ist daher nicht ein Zeichen dafür, daß der von Herrn Prof. P r a n d t l geschilderte Vorgang eingetreten ist. Dieser Vorgang hat nur zur Folge, daß der sich bildende Wirbel etwas näher an der Wand sitzt als der Wirbel, der aus der behandelten Diskontinuitätsfläche entsteht.

ANWENDUNG DER KONFORMEN ABBILDUNG AUF DIE BERECHNUNG VON STRÖMUNGEN IN KREISELRADERN

VON W. SPANNHAKE, KARLSRUHE

1. Stellung der Aufgabe.

Die von Euler begründete und auch in neueren Lehrbüchern allgemein zugrunde gelegte einfache Turbinentheorie kann man in ihrem Wesen so fassen, daß von der Strömung durch die festen oder rotierenden Schaufelssysteme ein mittleres Bild entworfen wird. In diesem werden die Bahnen der Flüssigkeitsteilchen relativ zu den Schaufeln schichtweise als untereinander kongruent betrachtet; eine solche Bahn ist der Schnitt einer Rotationsfläche, auf der ein Teilchen der Annahme nach dauernd verbleibt, mit einer Schaufel.

Legt man diese Annahme zugrunde, so kann man sofort den Strömungszustand vor und hinter dem rotierenden Rade und aus diesem unter Anwendung des Impulssatzes Drehmoment und Leistung berechnen. Soweit dieses Ziel in Frage kommt, ist die Annahme gleichbedeutend mit derjenigen einer unendlich großen Schaufelzahl. Die so vereinfachte Theorie leistet schon so erstaunlich viel, daß man sie erfinden müßte, wenn sie nicht schon vorhanden wäre. Sie gibt ein schnell zu übersehendes, in vielen Fällen überraschend gut mit der Erfahrung übereinstimmendes Bild über den Zusammenhang und die gegenseitige Verknüpfung der verschiedenen Konstruktions- und Betriebsgrößen eines Kreiselerades. In zahlreichen Fällen aber ergeben sich erhebliche Unterschiede zwischen den Folgerungen der Theorie und den Ergebnissen von Versuchen. So weiß z. B. der Kreiselpumpenbauer, daß die nach der einfachen Theorie berechnete Leistungsaufnahme größer ist als die erfahrungsgemäß festgestellte. Der Grund dafür ist leicht einzusehen: wenn die Schaufelzahl nicht unendlich ist, so folgen die Flüssigkeitsteilchen der Führung der Schaufelflächen nur in unmittelbarer Nähe der endlich vielen Schaufeln. Zwischen den Flächen — im Schaufel„kanal“ — zeigen sich Abweichungen; die Schaufeln erzwingen nicht über die ganze Schaufelteilung hinüber diejenige Stromrichtung, die

sie in ihrer unmittelbaren Nähe vorschreiben. Im Zusammenhang damit stehen mehr oder minder starke Verschiedenheiten der Geschwindigkeitsgröße über eine Schaufelteilung hinüber. Man kennt also den Bewegungszustand des Treibmittels doch nicht so exakt, um Drehmoment und Leistung genau berechnen zu können.

Um nun die Strömung innerhalb und in nächster Umgebung der sich drehenden Schaufeln bei beliebiger Schaufelzahl genauer zu berechnen, muß man zunächst auch noch eine vereinfachende Annahme machen. Diese besteht darin, daß man annimmt, das sich drehende Rad sei allein in der Kreisradmaschine vorhanden. Man sieht also von der gleichzeitigen Anwesenheit von feststehenden Schaufeln (Leitapparaten) ab. Anders ausgedrückt: Man denkt sich diese festen Schaufelsysteme sehr weit vom sich drehenden Rade entfernt, so daß ihr Einfluß auf die Strömung durch das sich drehende Rad vernachlässigt werden kann. Um tatsächliche Beispiele zu wählen: Der Leitapparat einer Francis-turbine sei sehr weit vom Rade nach außen abgerückt, so daß man sagen kann, die Strömung komme rings um die Turbinenachse aus dem Unendlichen mit einem bestimmten „Drall“ ($c_u \cdot r = \text{konstant}$) an das Rad heran; oder das Spiralgehäuse (der Diffusor) einer Kreiselpumpe erstrecke sich rings um das Rad achsensymmetrisch ins Unendliche, so daß von einem gewissen Umkreis ab die Flüssigkeit gleichmäßig mit einem bestimmten Drall ins Unendliche abströmt. Ähnliche Betrachtungen wären für das Abströmen durch das Saugrohr einer Turbine bzw. für das Zuströmen durch das Saugrohr einer Kreiselpumpe anzustellen. Unter diesen Umständen, und wenn man außerdem Beharrungszustand voraussetzt, ist die Strömung durch das Rad relativ zu diesem stationär. Dies gilt sowohl für die Absolutströmung, die ein im Raum feststehender Beobachter von Augenblick zu Augenblick wahrnimmt (das Feld der momentanen absoluten Stromlinien), als auch für die Relativströmung, die ein mit dem Rade sich drehender Beobachter erblickt. Beide Strombilder drehen sich so, als ob sie fest an das Rad angeheftet wären, mit diesem um die Kreisradachse. Man sieht dies leicht ein, wenn man bedenkt, daß nach den gemachten Annahmen keine Stellung des Rades vor einer anderen etwas voraus hat, die Randbedingungen für die Strömung also in jedem Augenblick die gleichen sind.

Die Absolutströmung ist, da sie aus der Ruhe heraus nur unter dem Einfluß der Schwere als einziger äußerer Kraft entsteht, eine Potentialströmung und gehorcht daher der Differentialgleichung $\Delta \varphi = 0$ ($\varphi =$ Geschwindigkeitspotential). Die Re-

lativströmung dagegen besitzt, da sie aus der Absolutströmung durch Hinzufügung der Drehströmung mit der Stromfunktion $\psi = \frac{1}{2} \cdot r^2 \omega$ entsteht, einen konstanten Wirbel um die Achsenrichtung von der Größe $-\omega$ und genügt der Differentialgleichung $\Delta\varphi = 2\omega$. Je nach den mathematischen Methoden, die man anwenden will, kann man die Absolut- oder Relativströmung, also die eine oder die andere der beiden Differentialgleichungen zugrunde legen. Da für ebene Probleme die Theorie der Funktionen komplexer Variabler bzw. der konformen Abbildung, gestattet, aus bekannten Lösungen der Differentialgleichung $\Delta\varphi = 0$ neue abzuleiten, so soll im folgenden die Betrachtung auf ebene Probleme beschränkt bleiben und die

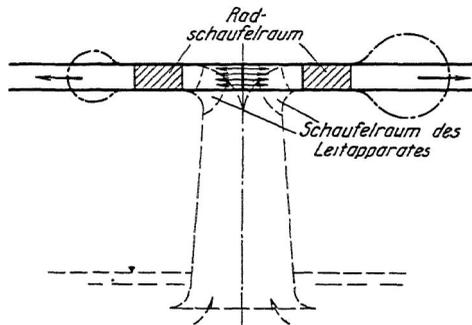


Abb. 1. Schema einer Radialpumpe

Absolutströmung durch ein sich drehendes Kreiselsrad untersucht werden. Um die Vorstellung genau festzustellen, sei also ein sich drehender Schaufelstern gegeben mit zylindrischen Schaufeln zwischen 2 parallelen Radkränzen (s. Abb. 1). Die Strömung, die im vorliegenden Fall durch das gestrichelt angedeutete Saugrohr mit eingebautem Leitapparat an das als Pumpe wirkende Kreiselsrad herangebracht wird, entspringe für die Rechnung aus einer linearen Quelle, die in der Achse des Kreiselsrades über die ganze, durch den Abstand der Kränze gegebene Breite angeordnet ist. Dieser Quelle, die an sich die Flüssigkeit in rein radialen Bahnen ausgießen würde, soll eine Zirkulation (ein Drall) überlagert sein, so daß in unmittelbarer Umgebung der Quelle die Flüssigkeit in logarithmischen Spiralen strömt. Die Zirkulation um diese Achse heiße innere Zirkulation. Sie ist selbstverständlich in dem Raum innerhalb des Schaufel-systems auf jeder die Achse umschlingenden Kurve

konstant. Durch diese Zirkulation wird die Wirkung des in der Nähe der Achse vor dem Rade im Saugrohr angeordneten Leitapparates ersetzt. (Man muß sich ihn in der Achse konzentriert vorstellen.) Nach dem Durchströmen des sich drehenden parallelkränzigen Schaufelsystems fließe die Flüssigkeit zwischen den ins Unendliche reichenden, ebenfalls parallelen Kränzen eines festen Gehäuses nach allen Seiten ins Unendliche ab. In tatsächlichen Ausführungen wird sie durch ein (strichpunktiert gezeichnetes) Spiralgehäuse abgeführt.

2. Die Randbedingungen für die Strömung.

In jedem Augenblick kann das Geschwindigkeitsfeld der Absolutströmung in zwei Anteile zerlegt werden.

a) Der erste Anteil werde Durchfluß-Strömung genannt; er rührt von der Wirbelquelle in der Turbinenachse her. Die Durchfluß-Strömung erfolgt so, als ob das Rad still stände. d. h. für diese Strömung sind die (unendlich dünn angenommenen) Schaufeln Stromlinien. Die Randbedingungen der Durchfluß-Strömung können folgendermaßen ausgesprochen werden: Sie verhält sich in unmittelbarer Umgebung der Turbinenachse wie diejenige einer ringsum frei ausgießenden Wirbelquelle. Sie umströmt dann die Schaufeln so, daß diese selbst Stromlinien sind und entfernt sich mit abnehmender Geschwindigkeit ins Unendliche. Ebenso aber, wie um die Turbinenachse bereits eine (innere) Zirkulation in der Strömung enthalten sein soll, soll auch um jede Schaufel eine für alle gleiche Zirkulation in der Strömung bestehen, und muß es, wenn wirklich eine Ablenkung der Strömung, eine Veränderung des Dralles um die Turbinenachse und damit eine Leistungsaufnahme der Schaufeln zustande kommen soll. In dem sich ins Unendliche erstreckenden Raum außerhalb des Schaufelsystems besteht dann eine (äußere) Zirkulation in der Strömung, die sich aus der inneren durch Addition aller Teilzirkulationen um die Schaufeln ergibt. Für den Zirkulationsanteil um jede Schaufel ist aber die Schaufel selbst auch wieder Stromlinie. Auch die Enden der Schaufelkonturen werden im allgemeinen umströmt und zwar mit unendlich großen Geschwindigkeiten. Die Bestimmung der ganzen Durchfluß-Strömung einschließlich Zirkulation um die Schaufeln ist also im Sinne der Potentialtheorie eine erste Randwertaufgabe. Zu ihrer Lösung werden die Methoden der konformen Abbildung unmittelbar verwendet.

b) Der zweite Anteil heiße Verdrängungs-Strömung. Er rührt von der Drehung des Schaufelsystems um die

Achse her. Die Schaufeln schieben auf der Vorderseite die Flüssigkeit vor sich her und ziehen sie auf der Hinterseite hinter sich nach. Die Schaufelenden werden mit unendlich hohen Geschwindigkeiten umströmt. Dieser Strömungsanteil ist so zu berechnen, als ob die Flüssigkeit in einiger Entfernung vom Rade nach außen hin so gut wie ruht, daß also die Wirkung der Drehung ins Unendliche hinaus vollständig abklingt. In der Turbinenachse heben sich, wenn mehr als eine Schaufel vorhanden und achsensymmetrisch angeordnet sind, die Wirkungen gegenseitig auf. An den Schaufeln selbst sind die Geschwindigkeiten der Verdrängungsströmung nicht wie bei der Durchfluß-Strömung parallel zu den Schaufelkonturen gerichtet, sondern von solcher

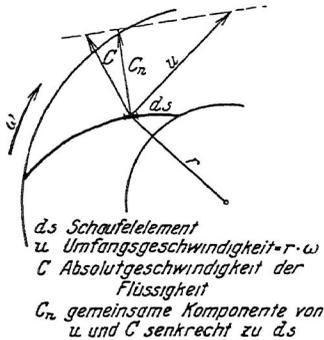


Abb. 2. Geschwindigkeitsriß der Verdrängungsströmung

Größe und Richtung, daß an jeder Stelle außer der Tangentialkomponente auch eine Komponente normal zur Schaufel vorhanden ist. Diese muß mit der Komponente der Geschwindigkeit des Schaufelelementes normal zu diesem selbst übereinstimmen (s. Abb. 2). Damit sind an den Schaufeln die Werte der Ableitung des Geschwindigkeitspotentials nach

der Normalen zur Schaufel $\frac{\delta \varphi}{\delta n}$ gegeben.

Die Bestimmung der Verdrängungsströmung ist daher im Sinne der Potentialtheorie eine zweite Randwertaufgabe. Sie kann

nicht unmittelbar, sondern nur auf einem gewissen Umweg mit Hilfe der konformen Abbildung gelöst werden (s. auch Abschnitt 7).

c) Daß die beiden beschriebenen Strömungsanteile übereinander gelagert werden können, folgt aus dem linearen Charakter der Differentialgleichung $\Delta \varphi = 0$, der sie beide gehorchen, und dem Umstand, daß die Randbedingungen des einen Strömungsanteils die des anderen nicht stören. Sowohl die Durchfluß- als auch die Verdrängungsströmung liefern im allgemeinen an beiden Enden jeder Schaufel unendlich große Geschwindigkeiten. Bei ihrer Übereinanderlagerung aber kann dieser Umstand auf folgende Weise beseitigt werden: Die Durchfluß-Strömung setzt sich nach obigem aus 3 Elementen zusammen und hängt daher von 3 Konstanten ab: der Stärke der reinen (radial ausgießenden) Quelle in der Turbinenachse, der Stärke der dieser Quelle überlagerten (inneren) Zirkulation und dem Zirkulationsanteil um

jede Schaufel. Eine von diesen Konstanten kann beliebig gewählt werden — dazu wird man die radiale Quellstärke nehmen —, dann lassen sich die beiden anderen — also die innere Zirkulation und die Zirkulation um jede Schaufel — so bestimmen, daß im Zusammenwirken mit der Verdrängungsströmung die Geschwindigkeit an beiden Enden jeder Schaufel endlich bleibt. Betrachtet man dann an Stelle der Absolutströmung die Relativströmung, so hat man den Fall relativ tangentialen Anströmens an die Schaufeln (den stoßfreien Eintritt nach der Ausdrucksweise der Turbinenbauer) und gleichzeitig den des relativ tangentialen Abströmens von den Schaufeln. Verzichtet man auf das tangential Anströmen (stoßfreien Eintritt), so kann man auch noch die innere Zirkulation beliebig wählen und die Zirkulation um die Schaufeln so bestimmen, daß tangentiales Abströmen erfolgt. In beiden Fällen sind aber die Werte der zu bestimmenden Zirkulationen abhängig von der Schaufelzahl und dem Radienverhältnis.

3. Die Momentengleichung des Kreisrades.

Der Eulersche Momentensatz für die Turbinentheorie lautet: Das von der Welle eines Kreisrades infolge der Wechselwirkung zwischen Treibmittel und Schaufeln abgegebene oder aufgenommene Drehmoment ist

$$D = \pm \frac{Q\gamma}{g} [(c_u r)_1 - c_u r)_2]. \quad (1)$$

Dabei bezieht sich der Index 1 auf den im Sinne der Strömung vor dem rotierenden Rade liegenden, der Index 2 auf den im Sinne der Strömung hinter dem Rade liegenden Raum. c_u ist die Tangential-Komponente der Absolutgeschwindigkeit, r der Radius. Diese Formel kann durch kurze Umformung folgendermaßen geschrieben werden:

$$D = \pm \frac{Q\gamma}{g} \cdot \frac{1}{2\pi} (\Gamma_1 - \Gamma_2). \quad (1a)$$

Dabei ist Γ_1 die Zirkulation in einer geschlossenen Kurve um die Turbinenachse im Raum vor den Schaufeln (vor dem Eintritt ins Rad), Γ_2 diejenige im Raum hinter den Schaufeln (nach dem Austritt aus dem Rad). In unserem oben betrachteten Falle ist also Γ_1 die innere, Γ_2 die äußere Zirkulation. Nach allgemein bekannten Sätzen¹⁾ kann aber die Differenz $\Gamma_1 - \Gamma_2$ durch $\pm \Sigma I_s$

¹⁾ Siehe z. B. L a m b, Hydrodynamik, deutsch von Friedel, Kap. III, § 49.

ersetzt werden, wenn I_s die Zirkulation um eine einzelne Schaufel ist. Man kann also auch schreiben

$$D = \frac{Q\gamma}{g} \cdot \frac{\sum I_s}{2\pi}. \quad (1b)$$

In dieser Form¹⁾ entspricht der Momentensatz der Kutta-Joukowskyschen Auf- oder Seitentriebsformel und ist auch für unseren Fall endlicher Schaufelzahlen unmittelbar verwendbar. Bei gleicher Schaufelform und verschieden großer endlicher Schaufelzahl fällt aber die innere Zirkulation I_1 und die Zirkulation I_s um eine Schaufel nach der obigen Auseinandersetzung verschieden groß aus. An Stelle der Eulerschen, die Schaufelzahl nicht berücksichtigenden Theorie ist damit also eine neuere, die Schaufelzahl berücksichtigende Theorie getreten.

4. Die Abbildung des Schaufelsterns.

Durch die komplexe Funktion $\zeta = a \left(\frac{w}{z}\right)^n$ wird das in der w -Ebene liegende System von n -Schaufeln auf eine einzige Schaufelkurve in der ζ -Ebene abgebildet. Diese Kurve in der ζ -Ebene, die als Schlitz in derselben aufzufassen ist, ebenso wie die n -Schaufeln als Schlitz in der w -Ebene zu betrachten sind, kann immer auf den Umfang eines Kreises in einer z -Ebene abgebildet werden, so daß das Gebiet außerhalb des Kreises auf das Gebiet außerhalb des Schlitzes in der ζ -Ebene und damit auch auf das Gebiet außerhalb der n -Schlitze in der w -Ebene, d. h. auf das $(n+1)$ -fach zusammenhängende Gebiet um die n -Schaufeln herum abgebildet ist.

Bei der ersten Abbildung der w - auf die ζ -Ebene entsprechen sich die beiden Nullpunkte und die beiden unendlich fernen Gebiete. Eine Singularität tritt nur im Nullpunkt auf, der ein n -facher Windungspunkt der Riemannschen Fläche ist. Die zweite Abbildung ist ebenfalls so einzurichten, daß sich die Nullpunkte und die unendlich fernen Gebiete beziehungsweise entsprechen. Singularitäten dürfen bei der zweiten Abbildung nur in zwei Punkten auf dem Umfang des Kreises und eventuell auch wieder im Nullpunkt auftreten; die beiden singulären Kreispunkte müssen dann den Endpunkten der Schaufeln entsprechen.

Die allgemeine Abbildungsfunktion für die Beziehung zwischen der z -Ebene und der ζ -Ebene, die es gestatten würde,

¹⁾ Zum ersten Male ausgesprochen von F ö t t i n g e r, siehe Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Bd. XIX, 1918.

Schaufeln von beliebiger Form, die sich gegenseitig überdecken, auf den Umfang eines Kreises abzubilden, hat der Verfasser bisher noch nicht entwickelt. Dies bleibt einer weiteren Arbeit vorbehalten¹⁾. Dagegen lassen sich alle Eigentümlichkeiten des Verfahrens an dem speziellen Beispiel eines radialen Schaufelsternes mit beliebiger Schaufelzahl und beliebigem Verhältnis der Ein- und Austrittsradien zeigen und alle charakteristischen Resultate exakt an diesem gewinnen.

5. Der radiale Schaufelstern mit beliebiger Schaufelzahl n und beliebigem Radienverhältnis $\rho = r_1 : r_2$ (Eintrittsradius zu Austrittsradius, s. Abb. 3).

Die aufeinanderfolgenden Abbildungen werden in umgekehrter Reihenfolge wie oben betrachtet. Dementsprechend sei

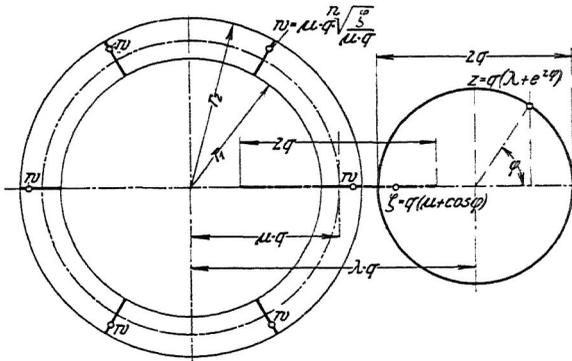


Abb. 3. Beziehung zwischen der z -, ζ - und w -Ebene

zuerst in der z -Ebene ein Kreis vom Durchmesser $2q$ gegeben. Die Entfernung seines auf der reellen Achse liegenden Mittelpunktes vom Nullpunkt des Koordinatensystems betrage $\lambda \cdot q$. Durch die Beziehung

$$\zeta = \frac{1}{2} \left(z + \frac{q}{\lambda} + \frac{q^2}{z - \lambda \cdot q} \right) \quad (2)$$

wird der obere Halbkreis auf die obere Seite, der untere Halbkreis auf die untere Seite einer radialen geraden Strecke von der

¹⁾ Während der Drucklegung ist diese verallgemeinerte, für gekrümmte, sich überdeckende Schaufeln gültige Rechnung fertig geworden und auf der Danziger Tagung der Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik vorgetragen worden.

Länge $2q$ abgebildet. Diese Strecke liegt wieder auf der positiven reellen Achse; ihr Mittelpunkt ist näher an den Nullpunkt herangerückt, und zwar auf die Entfernung $\frac{1}{2} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \right) q = \mu \cdot q$.

Man sieht dies sofort ein, wenn man in die Transformationsformel (2) die Kreisgleichung der z -Ebene

$$z = q \left(\lambda + e^{i\varphi} \right) \quad (3)$$

einsetzt. Man erhält dann in der Form

$$\zeta = q \left[\frac{1}{2} \left(\lambda + \frac{1}{\lambda} \right) + \cos \varphi \right] = q (\mu + \cos \varphi) \quad (4)$$

die Gleichung der doppeltbedeckten radialen Strecke (Schaufel) der ζ -Ebene. Transformiert man weiter nach der Gleichung

$$\frac{\zeta}{\mu q} = \left(\frac{w}{\mu q} \right)^n, \quad (5)$$

so ergeben sich in der w -Ebene n radiale Schaufeln, deren Endpunkte verschieden weit von dem bei der Transformation erhalten bleibenden Kreise $r = \mu \cdot q$ entfernt liegen (vgl. Abschnitt 9). Die Nullpunkte in den drei Ebenen entsprechen sich sämtlich, ebenso auch die unendlich fernen Gebiete. Singularitäten treten auf durch die $z - \zeta$ -Abbildung in den Endpunkten der Schaufeln, die den Kreispunkten $z = q(\lambda \pm 1)$ entsprechen und durch die $\zeta - w$ -Abbildung im Nullpunkt. Die zuletzt genannte Singularität stört physikalisch nicht. In den Endpunkten der Schaufeln treten jedoch, wie schon oben bemerkt, im allgemeinen physikalisch unmögliche unendlich hohe Geschwindigkeiten auf, und zwar sowohl bei der Durchfluß- als auch bei der Verdrängungsströmung. An dem Zustandekommen dieser unendlich hohen Geschwindigkeiten ist aber die rein radiale Quellströmung in unserem speziellen Falle nicht beteiligt, da sie wegen der rein radialen Erstreckung der Schaufel kein Umströmen der Schaufelenden herbeiführt, die radialen Schaufeln vielmehr selbst ohne weiteres Stücke von gewissen Stromlinien der rein radialen Quellströmung darstellen. Von den oben aufgeführten 3 Elementen der Durchflußströmung kann daher die rein radiale Quellströmung für die zunächst folgenden Betrachtungen vollkommen ausscheiden. Es verbleiben als diejenigen Anteile der gesamten Absolutströmung, von deren Zusammenwirken das Unendlichwerden oder Endlichbleiben der Geschwindigkeiten an den Schaufelenden abhängt, die folgenden:

a) Eine Wirbel- oder Drallströmung um den Nullpunkt herum, mit eingelagerten Schaufeln und Zirkulationen um jede einzelne derselben.

b) Die Verdrängungsströmung unverändert wie in Abschnitt 2 beschrieben.

6. Ermittlung der Drallströmung um den Nullpunkt mit Zirkulation um die Schaufeln.

Wir gehen von der z -Ebene aus, in welcher das komplexe Strömungspotential einer Drallströmung um den Nullpunkt, die einen außerhalb des Nullpunktes liegenden Kreis umströmt und der eine Zirkulation um den Kreis aufgeprägt ist, leicht angegeben werden kann.

Eine Wirbel- oder Drallströmung um den Nullpunkt herum (Drehrichtung gegen den Uhrzeiger) hat das komplexe Potential

$$f_1 = -i \cdot mlgz.$$

Ihm entspricht die entgegengesetzte Wirbel- oder Drallströmung um den unendlich fernen Punkt der Ebene. Beide Wirbelpunkte müssen, damit ein außerhalb des Nullpunktes gelagerter Kreis als Stromlinie umströmt wird, an dem Kreise gespiegelt werden. Es sind also die beiden folgenden komplexen Potentiale zu dem ersten hinzuzufügen.

$$f_2 = +imlg\left(z - \lambda q + \frac{q}{\lambda}\right) \quad \text{als Spiegelung des Wirbels im Nullpunkt.}$$

$$f_3 = -imlg(z - \lambda q) \quad \text{als Spiegelung des Wirbels im Unendlichen.}$$

Schließlich muß noch das Potential einer Zirkulationsströmung um den Kreis (im gleichen Sinne drehend wie diejenige um den Nullpunkt) hinzugefügt werden; das entsprechende Potential lautet:

$$f_4 = -i \cdot c \cdot lg(z - \lambda q).$$

Die Summe aus den vier Anteilen

$$F_1 = f_1 + f_2 + f_3 + f_4 = -imlgz + imlg\left(z - \lambda q + \frac{q}{\lambda}\right) - i(m + c)lg(z - \lambda q) \quad (6)$$

stellt den Strömungsanteil a) in der z -Ebene dar. Durch die oben angegebenen Transformationen kann dieser Ausdruck in einen für die w -Ebene gültigen verwandelt werden, der damit die entsprechende Strömung um die n Schaufeln darstellt. Dies braucht aber zunächst noch gar nicht ausgeführt zu werden.

Es ist

$$m = \frac{\Gamma_1}{2\pi}; \quad c = \frac{\Gamma_s}{2\pi} \quad (7)$$

Γ_1 = innere Zirkulation (auf einer den Nullpunkt, nicht aber den Kreis umschließenden Kurve),

Γ_s = Zirkulation um den Kreis,

$\Gamma_1 - \Gamma_s = \Gamma_2$ = äußere Zirkulation auf einer Nullpunkt und Kreis umschließenden Kurve.

7. Ermittlung der Verdrängungsströmung.

Ein Ausdruck für diesen Strömungsanteil in der z -Ebene, der nach Vornahme der Transformationen in der w -Ebene eine Strömung mit den richtigen Randbedingungen an den Schaufeln liefert, läßt sich nicht sofort angeben. Bevor man nach ihm sucht, muß man aber bedenken, daß die Randbedingungen einer zweiten Randwertaufgabe durch eine konforme Abbildung im allgemeinen verändert werden. Wenn also z. B. in einer w -Ebene die Normalkomponenten der Geschwindigkeiten längs einer vorgelegten Kontur in bestimmter Weise gegeben sind, so verändert sich die Verteilung der Normalkomponenten bei der Abbildung auf eine ζ - oder z -Ebene in ganz bestimmter, durch die Abbildungsfunktion gegebener Weise. Man müßte diese Veränderung also erst feststellen und dann den Ausdruck für das komplexe Potential in der z -Ebene so ermitteln, daß er diesen veränderten Randbedingungen genügt. Dieser Weg übertrüge aber nur den größten Teil der Schwierigkeiten, die einer direkten Ermittlung des Potentials in der w -Ebene entgegentreten, in die z -Ebene. Es wird daher im folgenden der umgekehrte Weg beschritten und das komplexe Potential der Verdrängungsströmung in der z -Ebene für das Gebiet außerhalb des Kreises in der Form einer Reihe:

$$\begin{aligned} F_2 &= -i \left(\frac{A_1}{z - \lambda q} + \frac{A_2}{(z - \lambda q)^2} + \dots + \frac{A_k}{(z - \lambda q)^k} + \dots \right) \\ &= -i \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{(z - \lambda q)^k} \end{aligned} \quad (8)$$

angesetzt. Den an der x -Achse gespiegelten Geschwindigkeitsvektor der z -Ebene erhält man hieraus durch Differentiation:

$$\frac{dF_2}{dz} = +i \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{(z - \lambda q)^{k+1}} \quad (9)$$

Der entsprechende Geschwindigkeitsvektor in der w -Ebene ist:

$$\frac{dF_2}{dw} = \frac{dF_2}{dz} \cdot \frac{dz}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dw} \quad (10)$$

Setzt man die aus Gl. (2) und (5) errechneten, in z ausgedrückten Werte der Differentialquotienten $\frac{dz}{d\zeta}$ und $\frac{d\zeta}{dw}$ ein, so folgt:

$$\begin{aligned} \frac{dF_2}{dw} = 2in \frac{(z - \lambda q)^2}{(z - \lambda q)^2 - q^2} \left[\frac{1}{2\mu q} \left(z + \frac{q}{\lambda} + \frac{z - \lambda q}{q^2} \right) \right]^{1 - \frac{1}{n}} \\ \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{(z - \lambda q)^{k+1}} \end{aligned} \quad (11)$$

Führen wir hierin die Gleichung des Kreises in der z -Ebene:

$$z = q (\lambda + e^{i\varphi}) \quad (12)$$

ein, so erhalten wir $\frac{dF_2}{dw}$ für die den Kreispunkten der z -Ebene entsprechenden Punkte auf der in der positiven reellen Achse liegenden ersten Schaufel der w -Ebene, also für die Punkte:

$$w = \mu \cdot q \left(1 + \frac{2}{\mu} \cos \varphi \right)^{\frac{1}{n}} \quad (13)$$

Durch die Einführung von (12) geht aber (11) über in:

$$\frac{dF_2}{dw} = 2in \frac{e^{2i\varphi}}{e^{2i\varphi} - 1} \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi \right)^{1 - \frac{1}{n}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{q^{k+1} \cdot e^{i\varphi(k+1)}} \quad (14)$$

Dies wird nach einigen Umformungen:

$$\begin{aligned} \frac{dF_2}{dw} = n \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi \right)^{1 - \frac{1}{n}}}{1 - \cos 2\varphi} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{q^{k+1}} \{ i [\cos (k+1) \varphi \\ - \cos (k-1) \varphi] + \sin (k+1) \varphi - \sin (k-1) \varphi \} \end{aligned} \quad (15)$$

Anderseits ist $\frac{dF_2}{dw} = c_x - i \cdot c_y$ wenn $w = x + iy$ ist.

c_x ist die zur Schaufel parallele, c_y die zu ihr senkrechte Geschwindigkeitskomponente. An jeder der n -Schaufeln kehren aber die gleichen Verhältnisse wieder; da sich der Winkelraum

2π der ζ -Ebene auf die n Winkelräume $\frac{2\pi}{n}$ der w -Ebene abbildet.

Wir haben daher in den Werten c_x und c_y , die an der ersten Schaufel in der positiven reellen Achse ermittelt sind, sofort die Werte c_r (tangential zur Schaufel) und c_u (normal zur Schaufel) für jede der n Schaufeln. Durch Trennen der reellen und imaginären Teile in (15) ergibt sich aber

$$c_u = -n \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{\mu} \cdot \cos \varphi\right)^{1 - \frac{1}{n}}}{1 - \cos 2\varphi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{q^{k+1}} [\cos(k+1)\varphi - \cos(k-1)\varphi].$$

Nach Ersatz von $1 - \cos 2\varphi$ durch $2\sin^2\varphi$ und Umformen der Cosinusglieder unter dem Summenzeichen folgt:

$$C_u = n \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{1 - \frac{1}{n}}}{\sin \varphi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{q^{k+1}} \cdot \sin k\varphi. \quad (16)$$

Nunmehr kann man die in der w -Ebene gültige Randbedingung für die Verdrängungsströmung aussprechen: es muß, da die Schaufeln rein radial stehen, an den Schaufeln

$$c_u = r \cdot \omega \quad (17)$$

sein, wenn r der Absolutwert von w an den Schaufeln und ω die konstante Winkelgeschwindigkeit der Drehung des Schaufelsterns ist. Durch Einführung von w aus (13) und Vergleich von (16) mit (17) folgt:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{n \cdot k \cdot A_k}{q^k \cdot \omega \cdot q^2} \cdot \sin k\varphi = \mu \cdot \sin \varphi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{-\varrho} \quad \text{mit } \varrho = 1 - \frac{2}{n}. \quad (18)$$

Die Größe $\frac{n \cdot k \cdot A_k}{q^k \cdot \omega \cdot q^2}$ muß natürlich dimensionslos sein; dies trifft auch zu; denn aus dem Reihenansatz (8) folgt, da F_2 die Dimension $\frac{m^2}{\text{sec}}$ haben muß, für den Koeffizienten A_k die Dimension $\frac{m^{k+2}}{\text{sec}}$, die sich gegen die gleiche Dimension von $q^k \cdot \omega q^2$ weghebt; n und k sind reine Zahlen. Wir setzen nun

$$\frac{n \cdot k \cdot A_k}{q^k \cdot \omega q^2} = B_k \quad (19)$$

und erhalten schließlich:

$$\sum_{k=1}^{\infty} B_k \cdot \sin k \varphi = \mu \sin \varphi \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\mu}}. \quad (20)$$

Die Koeffizienten B_k sind demnach als Fourierkoeffizienten einer sinus-Entwicklung der rechten Seite zu bestimmen:

Herr Dr. Wellstein, Privatdozent für Geometrie an der Technischen Hochschule Karlsruhe, hat die Entwicklungsmöglichkeit der rechten Seite von (20) untersucht; in einem am Schlusse dieses Aufsatzes angeführten Zusatz gibt er kurz seine Resultate wieder.

Für B_k ergibt sich:

$$B_k = \frac{n k \mu^2}{\pi} \int_0^{\pi} \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{\mu}} \cos k \varphi d\varphi. \quad (21)$$

Die Bestimmung der Koeffizienten B_k erfolgt am besten graphisch, aus ihnen folgen dann die Koeffizienten A_k durch Umkehrung von (19):

$$A_k = \frac{q^k}{n \cdot k} \cdot \omega \cdot q^2 \cdot B_k. \quad (22)$$

8. Übereinanderlagerung der Strömungsanteile a und b.

Die Summe der Strömungsanteile a und b ist:

$$F = -i \left[m \lg z - m \lg \left(z - \lambda q + \frac{q}{\lambda} \right) + (m + c) \lg (z - \lambda q) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{(z - \lambda q)^k} \right]. \quad (23)$$

Die Differentiation liefert

$$\frac{dF}{dz} = -i \left[\frac{m}{z} - \frac{m}{z - \lambda q + \frac{q}{\lambda}} + \frac{m + c}{z - \lambda q} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{(z - \lambda q)^{k+1}} \right] \quad (24)$$

Hieraus erhält man:

$$\frac{dF}{dw} = \frac{dF}{dz} \cdot \frac{dz}{d\zeta} \cdot \frac{dw}{d\bar{\zeta}} \quad [\text{vgl. Gl. (10)}].$$

$\frac{dz}{d\zeta}$ wird aber ∞ für die Punkte $z = q(\lambda \pm 1)$ bzw. die entsprechenden Punkte in der ζ - und w -Ebene, d. h. die Schaufelenden. Das Endlichbleiben von $\frac{dF}{dw}$ in diesen Punkten kann also nur dadurch erreicht werden, daß $\frac{dw}{dz}$, d. h. der Klammerausdruck in (24), in denselben Punkten $= 0$ wird. Damit erhalten wir 2 Bestimmungsgleichungen für m und c , nämlich:

$$0 = \frac{m}{q(\lambda + 1)} - \frac{m \cdot \lambda}{q(\lambda + 1)} + \frac{m + c}{q} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k A_k}{(+q)^{k+1}}. \quad (25)$$

und:

$$0 = \frac{m}{q(\lambda - 1)} + \frac{m \cdot \lambda}{q(\lambda - 1)} - \frac{m + c}{q} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{(-q)^{k+1}}. \quad (26)$$

Die Auflösung liefert:

$$m = \frac{\lambda^2 - 1}{4\lambda} \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{(+q)^k} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k \cdot A_k}{(-q)^k} \right] \quad (27)$$

$$c = \frac{1}{2\lambda} \left[(\lambda + 1) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k A_k}{(+q)^k} + (\lambda - 1) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k A_k}{(-q)^k} \right]. \quad (28)$$

Diese Werte gelten für die z - und ζ -Ebene; in der w -Ebene ist zu bedenken, daß ein Winkelraum $\frac{2\pi}{n}$ derselben dem Winkelraum 2π in der ζ - bzw. z -Ebene entspricht. In der w -Ebene gelten also die n -fachen Werte. Führt man noch aus Gl. (22) statt der A_k die B_k ein, so folgt für den Schaufelstern in der w -Ebene:

$$\frac{n \cdot m}{\omega q^2} = M = \frac{\lambda^2 - 1}{2\lambda} \sum_1^{\infty} B_k \text{ ungerade.} \quad (29)$$

$$\frac{n \cdot c}{\omega q^2} = C = \sum_2^{\infty} B_k \text{ gerade} + \frac{1}{\lambda} \sum_1^{\infty} B_k \text{ ungerade.} \quad (30)$$

M und C sind dimensionslose Zahlen, oder anders ausgedrückt, $n \cdot m$ und $n \cdot c$ sind nach dieser Darstellung in Einheiten ωq^2 ge-

messen. Für die Summen in (29) und (30) können bestimmte, ohne Berechnung der Einzelwerte B_k sofort (am besten graphisch) auswertbare Integrale geschrieben werden; nämlich

$$\left. \begin{aligned} \sum B_k \text{ ungerade} &= \frac{\mu}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{\left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^q} \\ \sum B_k \text{ gerade} &= \frac{\mu}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \varphi d\varphi}{\left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^q} \end{aligned} \right\} \text{vgl. Zusatz.}$$

Damit ist das zunächst gesteckte Ziel erreicht; die für stoßfreien Eintritt notwendige innere Zirkulation Γ_1 und die für relativ tangentialen Abströmen von den Schaufeln notwendige Zirkulation um jede Schaufel Γ_s bzw. ihre Summe kann angegeben werden, da für jeden Schaufelstern von gegebenen Dimensionen (r_1 und r_2) und gegebener Schaufelzahl n die Größen λ und q berechnet werden können (vgl. auch Abschnitt 9).

Es ist:

$$\Gamma_1 = 2 \pi \cdot n \cdot m; \quad \Sigma \Gamma_s = 2 \pi \cdot n \cdot c. \tag{31}$$

Damit kann auch das von dem Schaufelrad aufgenommene Moment, wenn man noch die durchströmende Wassermenge Q kennt, bestimmt werden. Sowohl die zu einem gegebenen Rade gehörigen Werte q und λ , als auch die Koeffizienten B_k und damit auch die Zirkulationen und das Moment sind von Schaufelzahl und Radienverhältnis abhängig.

9. Vergleich mit unendlicher Schaufelzahl.

Die Schaufelenden in der w -Ebene haben entsprechend der Transformationsformel (5) die Entfernungen:

$$r_1 = \mu q \sqrt[n]{\frac{\mu - 1}{\mu}} \quad \text{und} \quad r_2 = \mu q \sqrt[n]{\frac{\mu + 1}{\mu}} \tag{32}$$

vom Nullpunkt. Für unendlich viele Schaufeln muß dann die innere Zirkulation so groß sein, daß sie auf dem Kreis mit dem Radius r_1 eine Geschwindigkeit $c_{u1} = r_1 \cdot \omega$ liefert. Daraus folgt:

$$\left(n \cdot m \right)_{n=\infty} = \left(c_u \cdot r \right)_{n=\infty} = r_1^2 \cdot \omega = \omega q^2 \cdot \mu^2 \sqrt[n]{\left(\frac{\mu - 1}{\mu} \right)^{2*}}.$$

Andererseits liefert ein radialer Schaufelstern mit unendlich vielen Schaufeln eine äußere Zirkulation von solcher Größe, daß $c_{u2} =$

*) Das n des Wurzelzeichens bedeutet die endliche Schaufelzahl des Schaufelsterns, den man abbildet.

$r_2 \omega$ ist. Die äußere Zirkulation ist aber = Summe aus innerer + Summe aller Zirkulationen um die unendlich vielen Schaufeln: Also:

$$\left[n \cdot (m + o) \right]_{n=\infty} = (c_u r)_2 = r_2^2 \omega = \omega q^2 \cdot \mu^2 \sqrt[n]{\frac{\mu + 1}{\mu}}.$$

Dividiert man, wie dies auch in den Formeln (29) und (30) geschehen ist, durch ωq^2 , so wird:

$$M_\infty = \left(\frac{m \cdot n}{\omega q^2} \right) = \mu^2 \sqrt[n]{\left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right)^2}. \quad (33)$$

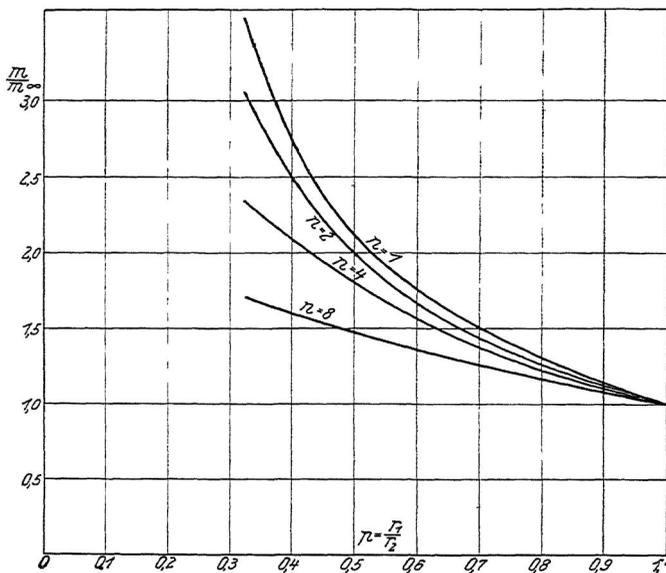


Abb. 4. Für stoßfreien Gang notwendiger Eintrittsdrall

$$C_\infty = \left(\frac{c \cdot n}{\omega q^2} \right)_\infty = \mu^2 \left\{ \sqrt[n]{\left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right)^2} - \sqrt[n]{\left(\frac{\mu - 1}{\mu} \right)^2} \right\} \quad (34)$$

Dividiert man (29) durch (33) und (30) durch (34), so erhält man in den reinen Zahlen

$$\frac{M}{M_\infty} \quad \text{und} \quad \frac{C}{C_\infty}$$

die an den entsprechenden Werten für unendlich große Schaufelzahl gemessenen, verhältnismäßigen Werte für $n \cdot m$ und $n \cdot c$.

Abb. 4 und 5 zeigen den Verlauf derselben abhängig von Schaufelzahl und Radienverhältnis¹⁾.

Für $n = 1$ und $n = 2$ ergeben sich, da die Fourierreihe abbricht, geschlossene Ausdrücke auch für das komplexe Potential der Verdrängungsströmung. Es wird nämlich

$$\begin{aligned} \text{Für } n = 1; \quad B_1 = \mu & & \text{für } n = 2: \quad B_1 = \frac{\mu}{2} \\ B_2 = \frac{1}{2} B_k >_2 = 0; & & B_k >_1 = 0 \end{aligned}$$

Damit können auch $\frac{M}{M_\infty}$ und $\frac{C}{C_\infty}$ geschlossen und zwar abhängig

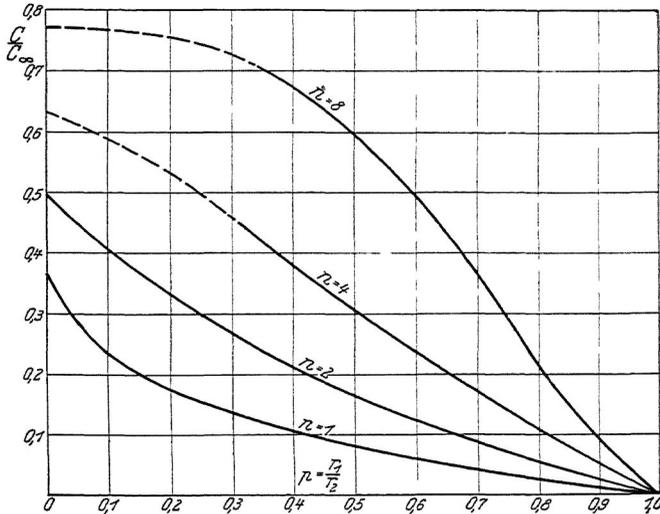


Abb. 5. Leistungsaufnahmen

von μ oder von λ , oder von ϕ und n zusammen, dargestellt werden; es soll aber hierauf an dieser Stelle nicht näher eingegangen, sondern nur das folgende erwähnt werden: Die so für $n = 1$ und $n = 2$ errechneten Werte von $\frac{C}{C_\infty}$ stimmen für $\phi = 0$ mit

¹⁾ Die Rechnung ist vorläufig nur bis $\mu = 8$ durchgeführt; für $\phi = 0$ ist sie für jedes μ mit Ausnahme von $\mu = 1$ und $\mu = 2$ etwas mühsam; deswegen sind die entsprechenden Werte für $\mu = 4$ und $\mu = 8$ vorläufig (allerdings mit ziemlicher Sicherheit) geschätzt; vgl. die gestrichelten Enden der Kurven für $\mu = 4$ und $\mu = 8$.

den von K u c h a r s k i¹⁾ errechneten überein. Die von K u c h a r s k i für höhere Schaufelzahlen ermittelten sind auf dem Wege eines — sehr guten — Näherungsverfahrens bestimmt und gelten immer nur für das Radienverhältnis $\rho = 0$. Seine Werte müssen also Grenzwerte für die vorliegende Rechnung sein; diese dagegen gibt zum ersten Male Werte für jede beliebige Schaufelzahl und jedes beliebige Radienverhältnis.

Der Wert M für stoßfreien Gang ist bei endlicher Schaufelzahl größer als bei unendlicher. Man müßte also einen Leitapparat um die Achse, der dieses M erzeugen sollte, mit flacheren Winkeln gegen die Umfangsrichtung ausführen, als es bei unendlich vielen Schaufeln erforderlich wäre. Dies ist auch leicht einzusehen, wenn man an die Gegenwirkung der Zirkulation um die Schaufel am Eintrittsende denkt.

Der Wert $\frac{C}{C_\infty}$ stellt gleichzeitig auch die relative Leistungsaufnahme dar. Diese ist bei einem radialen Schaufelstern bei endlicher Schaufelzahl so gut wie bei unendlicher Schaufelzahl von der durchströmenden Flüssigkeitsmenge abhängig (vgl. Abschnitt 5).

10. Berechnung von Strömungsbildern.

Wenn die Fourierkoeffizienten für die Verdrängungsströmung bestimmt sind, so kann man aus Gl. (24) nach Multiplikation mit $\frac{dz}{d\xi} \cdot \frac{d\xi}{dw}$ den Wert $\frac{dF}{dw}$ an jeder Stelle bestimmen. Man schreibt dann am besten:

$$\frac{dF}{dw} = (c_r - i c_u) e^{-i\varphi}$$

und erhält durch Trennen von Reellem und Imaginärem die Radialkomponente c_r und die Umfangskomponente c_u der Absolutgeschwindigkeit. c_r ist gleichzeitig auch die Radialkomponente der Relativgeschwindigkeit; die Umfangskomponente derselben ist $v_u = c_u - r \cdot \omega$. Man kann also auch das relative Strombild bestimmen. Jedenfalls wird man aber zur Bestimmung der absoluten oder relativen Strombilder die rein radiale Durchflußströmung Q gleich mit heranziehen, denn dadurch werden die Bilder erst interessant. Je nach dem Verhältnis $Q : \omega$ erhält man ganz verschiedene Bilder, die sich unter Umständen durch Singularitäten (Strömungsumkehr) auszeichnen.

Auf der Druckseite der Schaufeln und auch in einiger Entfernung von ihr können die Radial- und Tangential-Geschwindig-

¹⁾ K u c h a r s k i, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei Rotation fester Körper. (Verlag Oldenburg.)

keiten durch das Zusammenwirken aller Teilströmungen negativ werden. Der Bereich, wo dies eintritt, kann sowohl aus der Absolut- wie aus der Relativströmung errechnet werden (vgl. K u c h a r s k i , a. a. O.).

Eine weitere Diskussion dieser Verhältnisse bleibt späteren Arbeiten vorbehalten.

11. S c h l u ß b e m e r k u n g .

Wie schon in Abschnitt 2 erwähnt, kann man m auch beliebig wählen und dann c für relativ tangenciales Abströmen bestimmen. Dann wird die Geschwindigkeit am Eintrittsende der Schaufel nach der Rechnung unendlich groß. Da dies physikalisch nicht eintreten kann, so werden natürlich die Grundlagen für die Rechnung verschoben und zwar um so mehr, je stärker m von dem für stoßfreien Eintritt notwendigen Wert abweicht. Die Ergebnisse der Rechnung sind dann nur als ein erster Anhalt aufzufassen. Hier soll darauf nicht weiter eingegangen werden.

Die Frage, ob bei geringer Schaufelzahl oder bei verhältnismäßig starker Rotation trotz der Erfüllung der errechneten Bedingungen nicht doch Abweichungen vom stoßfreien Gang auftreten und wieweit das relativ tangential abströmen an den Austrittsenden wirklich mit Sicherheit eintritt, kann natürlich im Rahmen einer Rechnung, welche die Flüssigkeit als reibungsfrei voraussetzt, nicht entschieden werden. Hierüber können vorläufig nur Versuche Aufschluß geben.

Die entwickelten Formeln können selbstverständlich mit sinngemäßen Abänderungen auch für eine Radialturbine verwendet werden.

Z u s a t z d e s H e r r n D r . W e l l s t e i n .

Setzt man in (20):

$$f(\varphi) = \mu \sin \varphi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi \right)^{\frac{2}{n} - 1} .$$

so ist für $\mu > 1$ und $n = 1, 2, 3, \dots$ im Intervalle $I(0, \pi)$ $f(\varphi)$ eine beliebig oft differentiierebare ungerade Funktion von φ , und demnach hat f eine in I gleichmäßig konvergente Fouriersche Reihe die Form (20), deren Summe die Funktion $f(\varphi)$ darstellt. Es ist somit:

$$(a) \quad B_k = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi f(\varphi) \sin k \varphi \cdot d\varphi, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

Nach der Theorie der Fourierschen Reihen konvergieren die Summen ΣB_k und daher auch die Teilsummen ΣB_{2h} und ΣB_{2h-1} absolut. Nun ist aber:

$$\sin 2x + \sin 4x + \dots + \sin 2hx = \frac{\cos x - \cos(2h+1)x}{2 \sin x}$$

$$\sin x + \sin 3x + \dots + \sin(2h-1)x = \frac{1 - \cos 2hx}{2 \sin x}.$$

Daher ist nun:

$$G_{2h} = \sum_k^{2h} B_k = \frac{\mu}{\pi} \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}-1} \cdot [\cos \varphi - \cos(2h+1)\varphi] d\varphi$$

und

$$U_{2h-1} = \sum_k^{2h-1} B_k = \frac{\mu}{\pi} \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}-1} (1 - \cos 2h\varphi) d\varphi.$$

Da nun aber für ganzzahlige m :

$$\lim_{m \rightarrow \infty} \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}-1} \cos m\varphi d\varphi = 0, \text{ so folgt}$$

$$G = \lim_{h \rightarrow \infty} G_{2h} = \Sigma B_{2h} = \frac{\mu}{\pi} \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}-1} \cos \varphi \cdot d\varphi.$$

$$U = \lim_{h \rightarrow \infty} U_{2h-1} = \Sigma B_{2h-1} = \frac{\mu}{\pi} \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}-1} \cdot d\varphi.$$

Da ferner

$$\frac{d}{d\varphi} \left[-\frac{n\mu^2}{2} \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}} \right] = f(\varphi).$$

so folgt aus (a) durch Integration nach Teilen:

$$(b) \quad B_k = \frac{k n \mu^2}{\pi} \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{\mu} \cos \varphi\right)^{\frac{2}{n}} \cos k\varphi \cdot d\varphi.$$

DIE ENDLICHE SCHAUFELZAHL UND DAS UNMÖGLICHE BETRIEBSGEBIET BEI KREISELRADMASCHINEN

VON C. PFLEIDERER, BRAUNSCHWEIG

Stellt man für ein Kreisrad mit unendlicher Schaufelzahl die Linie der auf 1 kg entfallenden Schaufelarbeit $H_{th\infty}$ (die man auch als theoretische Förderhöhe bezeichnen kann) in Abhängigkeit vom Fördervolumen V_x bei gleichbleibender Umfangsgeschwindigkeit u_2 des Rades dar, so erhält man bekanntlich gerade Linien, die sich stets in einem Punkt X der Ordinatenachse (Abb. 1) schneiden, wenn die Schaufelwinkel variiert werden. Es ist hier also möglich, für jeden Betriebspunkt ein passendes Kreisrad zu finden.

Bei endlicher Schaufelzahl, die — ebenso wie der Radquerschnitt — im folgenden unverändert bleiben soll, ist die Arbeitsübertragung kleiner, also $H_{th} < H_{th\infty}$. Die H_{th} -Linie ZY (Abb. 2) schneidet sich mit der entsprechenden $H_{th\infty}$ -Linie XY im Punkt der Wirkungsfreiheit der Schaufel, also in der V_x -Achse, wenn der Schaufeldruck längs der Schaufelfläche seine Vorzeichen nicht ändert. Aber die Minderleistung, also auch die Strecke XZ schwankt mit der Schaufelform, insbesondere mit der Größe des Schaufelwinkels β_2 am Radaustritt. Der Punkt Z ändert also seine Lage. Ein nicht auf der Ordinatenachse gelegener, gemeinsamer Schnitt-

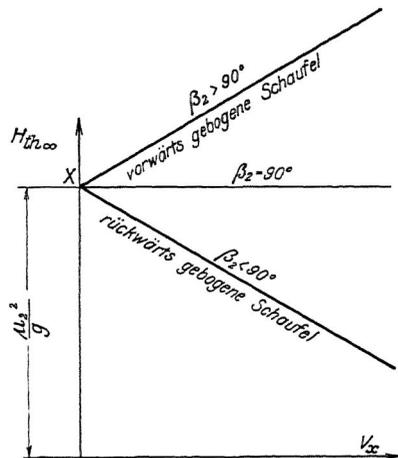


Abb. 1. Verlauf der spezifischen Schaufelarbeit (theoretischen Förderhöhe) bei unendlich dicht stehenden Schaufeln

punkt der H_{th} -Linien ist aber unwahrscheinlich. Deshalb ist anzunehmen, daß bei endlicher Schaufelzahl die H_{th} -Linien ein bestimmtes Gebiet umschließen, das dann mit der angenommenen Schaufelzahl nicht mehr erreichbar ist. Mit Rücksicht darauf, daß derartige unmögliche Arbeitsgebiete bei der reinen Stromfadentheorie, auf deren Anwendung die Praxis auch heute noch in erster Linie angewiesen ist, nicht hervortreten und ihr Vorhandensein einen Beitrag zur Klärung der Frage liefern dürfte, warum Versuchsergebnisse an Kreisrädern sich so schwer verallgemeinern lassen, so sei im folgenden näher auf diese Erscheinung eingegangen.

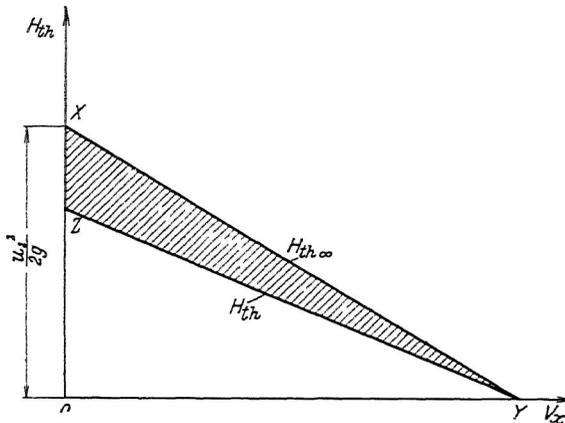


Abb. 2. Abnahme der spezifischen Schaufelarbeit infolge der Auseinanderstellung der Laufschaufeln

Die Lösung der Aufgabe auf exaktem Wege ist nur für einige Sonderfälle der reibungsfreien Strömung möglich und außerdem wenig durchsichtig. Deshalb wird hierfür ein bereits an anderer Stelle¹⁾ angegebenes Näherungsverfahren benutzt, das ohne großen mathematischen Aufwand das Wesentliche des Vorganges erkennen läßt.

Die Ursache der Minderleistung bei endlicher Schaufelzahl bilden die durch den Schaufeldruck hervorgerufenen Geschwindigkeitsunterschiede. Der Schaufeldruck ist offenbar um so größer, je weiter die Schaufeln auseinandergestellt sind und je kleiner die tragende Schaufelfläche (in der Meridianebene gemessen) ist. Er erreicht an einer mittleren Stelle der Schaufel einen Größtwert und muß an den Schaufelenden auf Null abnehmen, sofern stoß-

¹⁾ Pfleiderer, Die Kreiselpumpen, Berlin 1924.

freier Eintritt und tangenciales Abströmen vorliegen. Der Einfachheit halber sei nun angenommen, daß die von der Schaufel auf das Wasser ausgeübte Kraft sich auf deren Länge gleichmäßig verteilt, also der Pressungsunterschied auf der Vorder- und Rückseite an den Schaufelenden plötzlich auf Null herabfällt. Der hierdurch gemachte Fehler läßt sich in der Rechnung wieder ausgleichen.

Das Austrittsdreieck bei unendlicher Schaufelzahl sei $A_2 B_2 C_2$ (Abb. 3) mit dem Schaufelwinkel β_2 bei C_2 . Denkt man sich nun bei auseinandergestellten Schaufeln die in einiger Entfernung hinter dem Rad in logarithmischen Bahnen sich bewegende, ausgeglichene Absolutströmung schon am Radumfang vorhanden, was

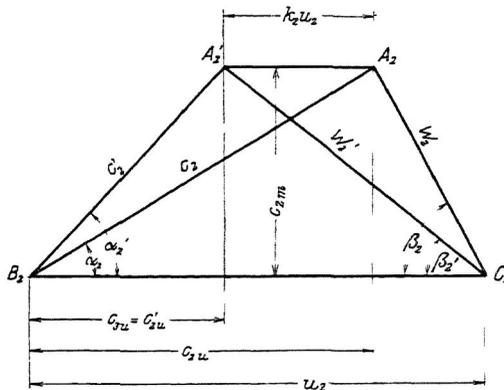


Abb. 3. Geschwindigkeitsplan für den Laufradaustritt mit und ohne Berücksichtigung der Auseinanderstellung der Laufradschaufeln

einfach der Rückwärtsverlängerung der logarithmischen Spiralen entspricht, so gilt für diese aus Gründen der Kontinuität das Geschwindigkeitsdreieck $A_2' B_2 C_2$ mit einer der Minderleistung entsprechenden Verkleinerung der Umfangskomponente der absoluten Austrittsgeschwindigkeit um $A_2' A_2 = c_{2u} - c_{3u}$. Bei senkrechter Zuströmung des Wassers zum Rad beträgt also die wirkliche Schaufelarbeit nach der Eulerschen Gleichung

$$H_{th} = \frac{u_2}{g} c_{3u} \tag{1}$$

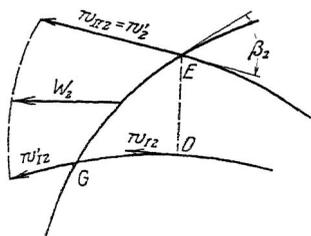
gegenüber

$$H_{th\infty} = \frac{u_2}{g} c_{u2} \tag{2}$$

bei unendlich dicht stehenden Schaufeln.

Betrachtet man (Abb. 4) die durch die Schaufelspitze E gehende Normallinie ED über den Laufkanal der rückwärts gekrümmten Schaufel einer Kreiselpumpe, so kann die Geschwindigkeit im Endpunkt E , also auf der (konkaven) Rückseite der Schaufelspitze, überschläglich gleich der Relativgeschwindigkeit w_2' der ausgeglichenen Strömung (Abb. 3) gesetzt werden, weil dieser Punkt bereits dem Spalt angehört. Die im Punkt D dieser Normallinie, also auf der Schaufelvorderseite, vorhandene Geschwindigkeit w_{I_2} wird sich auf dem Weg DG infolge des abfallenden Schaufeldrucks beschleunigen müssen und wird ebenfalls w_2' kurz hinter der Schaufelspitze erreichen.

Läßt man aber, gemäß unserer Annahme, den Schaufeldruck bis zur Spitze G konstant, wobei eine Änderung gegenüber der Wirklichkeit nur auf der Druckseite der Schaufel eintreten soll, so erfolgt der Übergang auf die Ausgleichsströmung sprungweise und es ergibt sich bei G eine Geschwindigkeit w_{I_2}' gemäß



$$w_2'^2 - w_{I_2}'^2 = 2g\tau \cdot \Delta h_2, \quad (3)$$

Abb. 4. Geschwindigkeiten am Laufradaustritt bei gleichmäßigem Schaufeldruck

wenn Δh_2 der Pressungsunterschied auf der Vorder- und Rückseite der Schaufelspitze ist und τ eine Erfahrungszahl bedeutet, die die von der Wirklichkeit abweichenden Annahmen, insbesondere das Abfallen des Schaufeldruckes auf Null berücksichtigt, also kleiner als 1 zu erwarten ist.

Der konstant angenommene Schaufeldruck für die Längeneinheit der Schaufel

$$K = \gamma \cdot \Delta h \cdot b = \gamma \cdot \Delta h_2 \cdot b_2$$

läßt sich aus der gegebenen Pumpenleistung leicht berechnen. Bezeichnet nämlich

M das von den Schaufeln übertragene Moment,

$S = \int_{r_1}^{r_2} r \, dx$ das statische Moment des mittleren Wasserfadens im Meridianschnitt, also der Linie AB (Abb. 5), in bezug auf die Drehachse,

z die Schaufelzahl,

so ist einerseits

$$M = z \int_{r_1}^{r_2} \gamma \cdot \Delta h \cdot b \, dx \cdot r = zKS = z \cdot \gamma \cdot \Delta h_2 b_2 S$$

andererseits

$$M = \frac{\gamma V_x H_{th}}{\omega} = \gamma \frac{2 r_2 \pi b_2 c_{2m} H_{th}}{u_2/r_2}$$

also nach Gleichsetzen dieser beiden Ausdrücke, wenn außerdem Gl. (1) benutzt und auf beiden Seiten mit τ multipliziert wird

$$2 g \tau \Delta h_2 = 4 a c_{2m} c_{3u} \tag{4}$$

mit

$$a \equiv \tau \pi \frac{r_2^2}{zS} \tag{5}$$

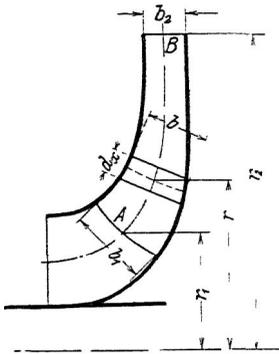


Abb. 5. Radquerschnitt

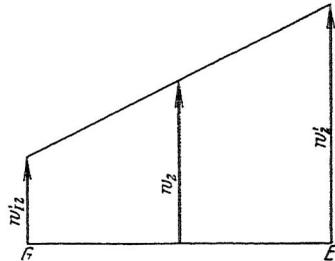


Abb. 6. Angenommene Geschwindigkeitsverteilung am Laufradaustritt

Beachtet man nun, daß die mittlere Relativgeschwindigkeit kurz vor dem Austritt annähernd gleich der unter dem Schaufelwinkel β_2 gerichteten Geschwindigkeit w_2 der unendlichen Schaufelzahl ist, und nimmt man lineare Geschwindigkeitsverteilung über GE an (Abb. 6), so wird

$$w_2'^2 - w_1'^2 = (w_2' + w_1') (w_2' - w_1') = 2 w_2 \cdot 2 (w_2' - w_2),$$

also gemäß Gl. (3) und (4):

$$w_2 (w_2' - w_2) = a \cdot c_{2m} c_{3u} \tag{6}$$

Durch Gl. (6) erhält man die Möglichkeit, entweder w_2 , also das Dreieck $A_2 B_2 C_2$, und damit den Schaufelwinkel β_2 zu bestimmen, wenn die Leistung, also das Dreieck $A_2' B_2 C_2$, vorgegeben sind, oder umgekehrt w_2' und damit die erreichbare

Umfangskomponente c_{3u} , also auch die Leistung zu erhalten, wenn die Schaufelung gegeben ist.

Wird zunächst die letztere Untersuchung rechnerisch durchgeführt, so erhält man, weil $c_{3u} = u_2 - \sqrt{w_2'^2 - c_{2m}^2}$, wenn für w_2' der aus (6) sich ergebende Wert, ferner $w_2 = \frac{c_{2m}}{\sin \beta_2}$ gesetzt werden, eine in c_{3u} quadratische Gleichung, aus welcher folgt

$$c_{3u} = \frac{u_2 + a c_{2m} (\pm) \sqrt{(u_2 + a c_{2m})^2 - [1 - a^2 \sin^2 \beta_2] (u_2^2 - c_{2m}^2 \operatorname{ctg}^2 \beta_2)}}{1 - a^2 \sin^2 \beta_2} \quad (7)$$

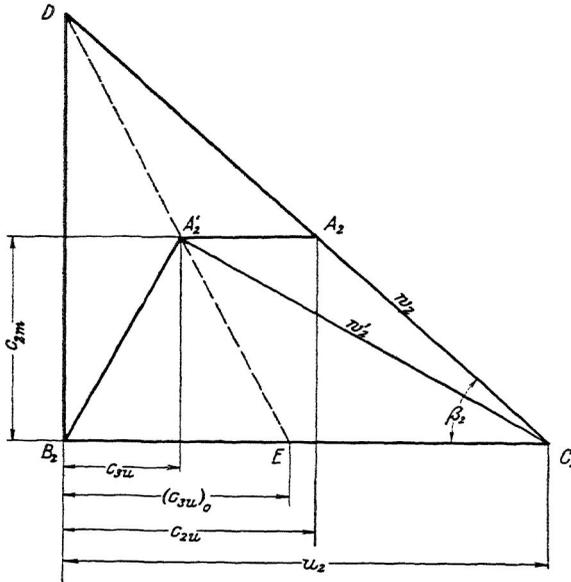


Abb. 7. Die Gerade DE ist der Ort für die Spitzen A' , des Geschwindigkeitsdreiecks der ausgeglichenen Austrittsströmung bei konstanter Drehzahl und wechselnder Liefermenge

Verändert man hierin für bestimmte Zahlenbeispiele den Wert c_{2m} , also die Wassermenge, so findet man, daß trotz der gemachten Annahmen die Linie der c_{3u} mit sehr großer Annäherung nach einer Geraden DE (Abb. 7) verläuft, also auch die (V_x, H_{th}) -Linie YZ (Abb. 2) geradlinig ist, was nach neueren Untersuchungen der Wirklichkeit entspricht¹⁾. Nur wenn die Schaufel ihren rückwärts gekrümmten Charakter verliert, weicht der Verlauf stark

¹⁾ Vgl. E c k . Werft, Reederei. Hafen, 1925. Heft 8, S. 199.

von der Geraden ab. Daraus kann geschlossen werden, daß die gewählte Lösung für rückwärts gekrümmte Schaufeln, die ja bei Kreiselpumpen und -Verdichtern ausschließlich verwendet werden, zulässig ist, wenn τ für das gleiche Rad als konstant angenommen wird. Sie ist auch auf Turbinen anwendbar, weil hier die Austrittswinkel der Schaufeln stets wesentlich kleiner als 90° sind.

Der Punkt E (Abb. 7) ist gegeben, weil nach Gl. (7) mit $c_{2m} = 0$ folgt

$$(c_{3u})_0 = \overline{B_2 E} = \frac{u_2}{1 + a \sin \beta_2}.$$

Da nun bei Beachtung des Geradliniengesetzes das hiermit übernommen werden soll, $\frac{u_2}{(c_{3u})_0} = \frac{c_{2u}}{c_{3u}}$, so ist der Ansatz berechtigt

$$c_{2u} = c_{3u} (1 + a \sin \beta_2),$$

also nach Gl. (1) und (2)

$$H_{th\infty} = H_{th} (1 + a \sin \beta_2)$$

oder in anderer Schreibweise:

$$H_{th\infty} = H_{th} \left(1 + \psi \frac{r_2^2}{zS} \right) \quad (8)$$

mit

$$\psi = \tau \pi \sin \beta_2. \quad (9)$$

Gl. (8) und (9) gestatten, den Einfluß der endlichen Schaufelzahl in einfacher Weise rechnerisch zu berücksichtigen, ohne die Rechenverfahren der elementaren Turbinentheorie zu verlassen. Gl. (9) sagt aus, daß die Minderleistung proportional zur Austrittsweite \overline{ED} (Abb. 4) des Laufkanals wächst, da diese bei gleichem Durchmesser und Schaufelzahl proportional zu $\sin \beta_2$ sich ändert und steht damit in Übereinstimmung mit einem Untersuchungsergebnis von Stodola¹⁾. Sie ergänzt das bereits an anderer Stelle²⁾ angegebene Rechenverfahren nach Gl. (8) und scheint gute Übereinstimmung mit Versuchen für $\tau = 0,6-0,8$ (bei fehlenden Austrittsleitschaufeln etwas mehr) zu liefern. Diese Zahl wird um so kleiner sein, je mehr der Schaufeldruck sich nach der Schaufelmitte zusammendrängt, also je näher das Schaufelende dem der sogenannten wirkungsfreien Schaufel kommt.

¹⁾ Dampf- und Gasturbinen, 5. od. 6. Aufl., S. 1045.

²⁾ Vgl. Fußnote S. 202.

Die Berechnung der Schaufflung nach Gl. (8) und (9) führt zu einer Übertreibung des Schaufelaustrittswinkels gegenüber dem der unendlichen Schaufelzahl im Sinne einer Vergrößerung der Radararbeit, gleichgültig, ob es sich um Pumpen oder Turbinen handelt. Die gleichsinnige Übertreibung des Eintrittswinkels, die sich aus der vorstehenden Betrachtung ebenfalls ableiten läßt, hat auf die Schaufelarbeit H_{th} keinen Einfluß, weil der Eintrittszustand gegeben und es gleichgültig ist, wie die Strömung zwischen den festgelegten Anfangs- und Endwerten verläuft. Nur mit Rücksicht auf den die Nutzarbeit verkleinernden Eintrittsstoß kann ihre Berücksichtigung geboten sein.

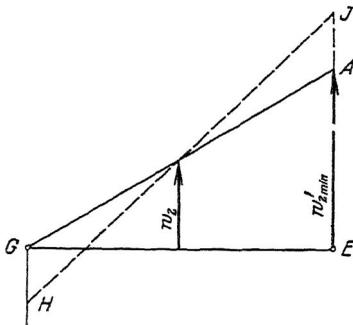


Abb. 8. Linie GA = Geschwindigkeitsverlauf an der Grenze des möglichen Strömungszustandes

Bei den folgenden Untersuchungen sollen stets solche Schaufelformen betrachtet werden, bei denen der Schaufeldruck sich ähnlich verteilt, also τ konstant ist. Ferner sollen nach wie vor Radquerschnitt und Schaufelzahl, also die Größe a der Gl. (5), unverändert bleiben.

Es ist nun sehr lehrreich, die Rechnung auch von der anderen Seite her durchzuführen, d. h. für gegebene Leistungsverhältnisse die Schaufflung, also den Winkel β_2 zu bestimmen. Dann ist gemäß Gl. (6):

$$w_2 = \frac{1}{2} (w_2' + \sqrt{w_2'^2 - 4 a c_{2m} c_{3u}}). \quad (10)$$

Das Minuszeichen unter der Wurzel läßt erkennen, daß eine Lösung unmöglich ist, also eine unmögliche Lage des Punktes A'_2 vorliegt, solange $w_2'^2 < 4 a c_{2m} \cdot c_{3u}$ oder nach Gl. (4), solange $w_2'^2 < 2 g \tau \Delta h_2$ d. h. wenn der verlangte Pressungsunterschied $\tau \cdot \Delta h_2 > \frac{w_2'^2}{2g}$. Dies ist leicht verständlich, da der

Größtwert des Schaufeldrucks $\frac{w_2'^2}{2g}$ ist, wobei dann $w_{I'2} = 0$ sein muß (Linie GA , Abb. 8). Die Richtungsumkehr letzterer Geschwindigkeit führt offenbar wieder zu einer Verkleinerung.

Bei dem zuerst durchgeführten Rechnungsgang, d. h. festgehaltenem Mittelwert w_2 der Geschwindigkeit, kann die Differenz der Geschwindigkeitsquadrate der äußersten Stromfäden unbegrenzt wachsen (Linie HI , Abb. 8). Deshalb wird sich dort [trotz der Wurzel der Gl. (10)] nie ein imaginärer Wert einstellen.

Die Grenzlinien zwischen den möglichen und unmöglichen Lagen des Punktes A_2' im $(c_{3u}, c_{2m}) =$ Diagramm (Abb. 4) kann man erhalten, wenn man die Linien gleichen Pressungsunterschieds

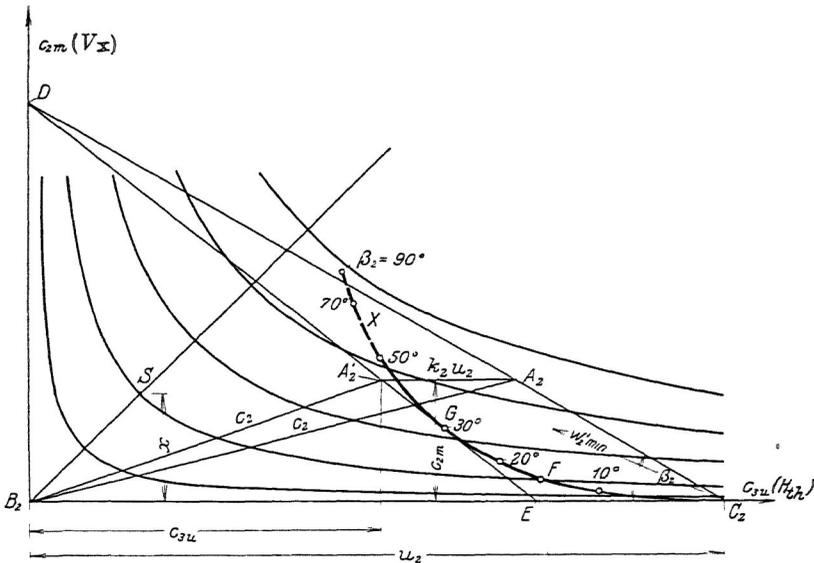


Abb. 9. Bestimmung der Grenzkurve zwischen möglichem und unmöglichem Arbeitsgebiet

Δh_2 , die nach Gl. (4) gleichzeitige Hyperbeln sind, einzeichnet, aus C_2 Kreise mit $w_{o' \min} = \sqrt{2g\tau \Delta h_2} = 2\sqrt{a \cdot x}$, wo x die Ordinate des Scheitels S der Hyperbel, beschreibt und deren Schnittpunkte F (Abb. 9) mit den Hyperbeln bestimmt. Man erhält so als Grenzkurve die Linie C_2X , die ohne weiteres auch in das $(V_x H_{th})$ -Diagramm übertragen werden kann, wenn die Koordinatenachsen vertauscht werden, weil c_{2m} zu V_x und c_{3u} zu H_{th} proportional sind. In die Kurve sind auch einige Winkel β_2 eingetragen, die dadurch bestimmt sind, daß für die Punkte der Grenzkurve nach Gl. (10) $w_2 = \frac{1}{2} w_2'$ sein muß.

Die Grenzkurve enthält nach den gemachten Überlegungen die Punkte der beginnenden Umkehr der Strömung an der Schaufelvorderwand, von denen jeder auch auf einer Linie DE gleichen Schaufelwinkels β_2 , also im $(V_x H_{th})$ -Diagramm auf einer H_{th} -Linie liegt. Letztere müssen die Grenzkurve in diesen Punkten berühren. Ihr Berührungspunkt G teilt sie in ein Stück DG ohne Strömungsumkehr und in ein Stück GE mit Strömungsumkehr, weil letztere nur im Gebiet der kleinen c_{2m} -Werte vor sich gehen kann.

Die in Abb. 9 gezeichnete Kurve stimmt aber nicht mehr bei Winkeln in der Nähe von 90° , weil sich hierauf der S. 204 be-

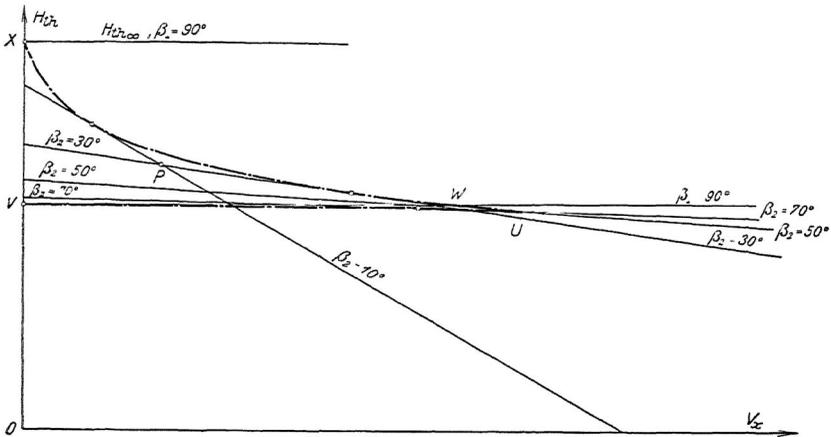


Abb. 10. Berichtigte Grenzkurve im $(t_x H_{th})$ -Diagramm

sprochene Gedankengang nicht mehr übertragen läßt. Die mangelnde Übereinstimmung geht auch daraus hervor, daß die H_{th} -Linien, wie oben erwähnt, hier nicht mehr geradlinig sind.

Man kann aber die Grenzkurve auch für größere Winkel noch annähernd richtig zeichnen, wenn man sie von vornherein als Umhüllende der H_{th} -Linien bildet und für letztere gerade Linien verwendet. Wird hierbei die Gl. (8) benutzt, so erhält man, wenn jetzt wieder die H_{th} -Achse in der üblichen Weise senkrecht gelegt wird, im $(V_x H_{th})$ -Diagramm als Grenzkurve den Linienzug XUV (Abb. 10) für rückwärts gekrümmte Schaufeln und dessen Spiegelbild zur H_{th} -Achse für vorwärtsgekrümmte Schaufeln. Die umhüllenden Geraden sind in Anlehnung an Abb. 2 leicht zu zeichnen, da der Verlauf der Linien $H_{th\infty}$ bekannt ist und

$\overline{OZ} = \frac{u_2^2}{g} \frac{1}{1 + a \sin \beta}$. Für Winkel $\beta_2 < 90^\circ$ würde demnach das unmögliche Arbeitsgebiet nach unten begrenzt werden durch die Linie XU und in deren Fortsetzung, die allerdings praktisch nur selten in Frage kommt, durch die H_{th} -Linie für $\beta_2 = 90^\circ$. Die Kurve stimmt bis etwa $\beta_x = 40^\circ$ mit der der Abb. 8 überein, wenn die Vertauschung der Achsen beachtet wird.

Eigenartig ist der Rückkehrpunkt U der Grenzkurve, der bei den gemachten Annahmen ($r_2 = 2r_1$, $z = 7$, $\tau = 0,6$, also $a = 0,72$) einem Winkel $\beta_2 \approx 50-60^\circ$ entspricht. Da dieser singuläre Punkt schwer zu erklären ist, so taucht die Frage auf, ob sich an Stelle von Gl. (9) nicht ein Gesetz finden ließe, das den Rückkehrpunkt vermeidet oder ihn so verlegt, daß ein mit der Wirklichkeit vereinbarer Übergang auf die vorwärtsgekrümmte Schaufel erfolgt. Dies ist der Fall, wenn $\psi = \tau \pi \beta_2$ gesetzt, wobei aber für $\beta_2 > \frac{\pi}{2}$ stets der spitze Ergänzungswinkel zu π (180°), also $\pi - \beta_2$, verwendet, somit die Sinuslinie durch eine Zickzackkurve ersetzt wird. Für kleine Winkel β_2 gibt dieses Gesetz, das übrigens für mittlere Werte von $\frac{c_{2m}}{u_2}$ auch mit Gl. (7) in Übereinstimmung zu bringen ist, nur eine geringe Abweichung gegen Gl. (9). Die damit erhaltene Grenzkurve unterscheidet sich von der der Abb. 10 im wesentlichen dadurch, daß die Spitze U erst bei $\beta_2 = 90^\circ$ eintritt und die Verbindung UV mit dem der vorwärtsgekrümmten Schaufel entsprechenden Spiegelbild gradlinig ist. Daß bei $\beta_2 = 90^\circ$ ein Sprung in der Kurve vorhanden ist, kann dadurch begründet werden, daß der Schrägabschnitt EDG (Abb. 4), der den Übergang auf die gleichmäßige Strömung hinter dem Rad vermittelt, die umgekehrte Lage erhält, so daß sich die Strömung am Austritt grundsätzlich anders einstellen muß.

Wenn demnach auch der Verlauf der Grenzkurve im Gebiet der steilen Winkel β_2 noch nicht sicher angegeben werden kann, so können doch aus den angestellten Betrachtungen folgende Schlüsse gezogen werden.

1. Für Kreiselräder mit bestimmtem Querschnitt, bestimmter Schaufelzahl und Umfangsgeschwindigkeit gibt es ein ausge dehntes Arbeitsgebiet, welches mit den üblichen Schaufelwinkeln trotz deren Übertreibung nicht erreichbar ist, obwohl es auf Grund der elementaren Turbinentheorie leicht erreicht werden sollte. Die Erstreckung dieses unmöglichen Gebiets ist um so größer, je kleiner die Schaufelzahl und die tragende Schaufelfläche (d. h. je größer die Zahl a der Gl. (5)).

2. Die Grenzkurve, welche das mögliche vom unmöglichen Arbeitsgebiet trennt, ist die Umhüllende der Linien gleichen Schaufelwinkels β_2 (H_{th} -Linien). Da deren Berührungspunkte das unmögliche Gebiet begrenzen, sind sie als kritische Punkte anzusprechen. Sie können gedeutet werden als die Punkte der beginnenden Strömungsumkehr im Laufkanal. Letztere tritt um so früher ein, je größer der Schaufelwinkel β_2 und ist bei steilen Schaufelwinkeln und den üblichen Werten von $\frac{c_{2m}}{u_2}$ bereits bei der normalen Wasserlieferung zu erwarten.

Das Vorhandensein der kritischen Punkte innerhalb des normalen Betriebsgebietes dürfte einen Beitrag zur Klärung der Frage liefern, warum Kreiselpumpen bisweilen ein labiles Verhalten zeigen, ohne daß die Form ihrer (V_x, H)-Linie (Drosselkurve) eine Erklärung dazu liefert.

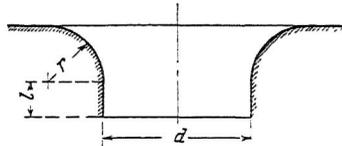
3. Die Vorstellung der elementaren Turbinentheorie, daß bei Kreiselpumpen die Schaufelarbeit für sonst gleiche Verhältnisse um so größer ist, je größer der Austrittswinkel, ist nicht zutreffend. Vielmehr ist innerhalb des Gebietes XUV der Abb. 10 die Förderhöhe rückwärts gekrümmter Schaufeln bei gleicher Schaufelzahl höher, als die senkrecht endigender Schaufeln. Für einen gegebenen Betriebspunkt P innerhalb dieses Gebietes (Abb. 10) gibt es 2 Tangenten an die Grenzkurve, also auch 2 mögliche Schaufelwinkel β_2 , von denen der kleinere vorzuziehen ist, weil er eine kürzere Rückströmzone liefert. Nur für das Gebiet unterhalb der Linie UV gibt die steilere Schaufel auch größere Schaufelarbeiten.

Die vorliegende Arbeit erhebt aber nicht den Anspruch, die angeschnittene Frage in qualitativer oder quantitativer Hinsicht ganz zu klären. Die angestellten Betrachtungen dürften aber trotz der vereinfachenden Annahmen dadurch von Wert sein, daß sie ohne großen mathematischen Aufwand Einblick in die im Kreiselpumpenrad sich abspielenden Vorgänge gewähren und dem Ingenieur Mittel an die Hand geben, dem Einfluß der Schaufelzahl rechnerisch nahe zu kommen.

ANOMALE STRÖMUNG IN MESSDÜSEN

VON D. THOMA

Meinem Institut wurde vor einiger Zeit eine Wassermeßeinrichtung, die zur Kesselspeisewassermessung bei einer Abnahmeprüfung benutzt worden war, zur Nacheichung zugesandt. Die Einrichtung bestand aus einem offenen, rechteckigen Behälter von rund 1 cbm Inhalt, in dem der zu messende, oben gleichmäßig einlaufende Wasserstrom durch verschiedene Vorrichtungen beruhigt wurde, um dann den an einer der Seitenwände angeordneten Meßdüsen zuzuströmen, aus denen er als wagerechter Strahl frei austrat. Das Wasser vor den Düsen war vollkommen ruhig; versuchsweise herbeigeführte Änderungen an den Beruhigungsvorrichtungen bewirkten keine Änderung im Verhalten der Düsen; der Zustand, in dem das Wasser den Düsen zuströmte, darf also für die beobachteten anomalen Erscheinungen nicht verantwortlich gemacht werden.



Es waren drei verschiedene Düsenmundstücke vorhanden, über deren an Gipsabgüssen festgestellte Formen die Tabelle Aufschluß gibt. Die Abbildung gibt die mittlere Düse maßstäblich richtig wieder. Die Düsen schlossen bündig an die Innenfläche der Seitenwand an.

Die Druckhöhe mußte, dem Zwecke der Nachprüfung entsprechend, durch die am Apparat vorhandene Vorrichtung gemessen werden; (die Ablesung war nicht sehr genau und ist wohl die Hauptursache der den Messungen noch anhaftenden Streuung). Die Wassermessung erfolgte durch Abwiegen in einem etwas über 1 cbm fassenden Meßgefäß und war zuverlässig.

Jede Versuchsreihe bestand durchschnittlich aus 12 Messungen, bei denen die Druckhöhe von rund 350 mm bis auf 800 mm veränderlich war. Selbstverständlich wurde jeweils das Eintreten eines vollkommenen Beharrungszustandes abgewartet.

Da auch die kleinste Druckhöhe genügend groß im Vergleich zum Düsendurchmesser war, wurde der Ausflußbeiwert ein-

fach als $\frac{Q}{j\sqrt{2gH}}$ berechnet (Q sekundliche Wassermenge, j Düsenquerschnitt, H Druckhöhe, auf Düsenmitte bezogen). Eine systematische Abhängigkeit des so berechneten Ausflußkoeffizienten von der Druckhöhe war nicht zu bemerken.

Bei den Versuchen zeigte es sich, daß jede der drei Düsen zwei um etwa 8% verschiedene Ausflußbeiwerte besitzt. Wenn man Wasser in den leeren Behälter einlaufen läßt, ergibt sich nach erfolgter Auffüllung bei den beiden größeren Düsen je nach Zufall der größere oder der kleinere Ausflußbeiwert. Bei der Strömung mit kleinem Ausflußbeiwert ist der Strahl etwas mehr geriffelt; der Unterschied ist aber so klein, daß wir erst nach einiger Übung aus dem Anblick des Strahles allein erkennen konnten, welcher Strömungszustand vorlag. Wir haben dann auch gelernt, nach Belieben die Strömung mit großem oder kleinem Ausflußbeiwert herzustellen: Wenn man die Düsenöffnung mit einer Platte verschließt und diese plötzlich entfernt, stellt sich die Strömung mit großem Ausflußbeiwert ein; stört man dann mit einem Holzstab von innen her die Strömung vor der Düse, so stellt sich die Strömung mit kleinem Ausflußbeiwert ein und bleibt auch nach Entfernung des Stabes bestehen. Einige Male haben wir allerdings auch das selbsttätige Umschlagen des schlechten Strahles in den guten beobachtet; der umgekehrte Vorgang wurde nie beobachtet. Durch Stören mit dem Holzstab konnte schließlich auch bei der kleinsten Düse der schlechte Strahl erzeugt werden, der auch hier nach dem Entfernen des Stabes bestehen blieb. Von selbst ist bei der kleinen Düse die Strömung mit kleinem Ausflußbeiwert jedoch nie eingetreten. Mittlere Zustände zwischen gutem und schlechtem Strahl wurden bei keiner Düse beobachtet.

T a b e l l e.

d	$\frac{l}{d}$	$\frac{r}{d}$	Ausflußbeiwerte	
			hoher Wert	niedriger Wert
85,25 mm	0,24	0,26	0,970 ± 0,003	0,885 ± 0,005
60,40 mm	0,23	0,35	0,975 ± 0,004	0,899 ± 0,005
40,85 mm	0,32	0,29	0,955 ± 0,006	0,880 ± 0,011

Die Tabelle gibt die Messungsergebnisse an, zugleich auch die mittleren quadratischen Abweichungen vom arithmetischen Mittel der Einzelbeobachtungen. Die Streuung ist zum Teil den Beobachtungsfehlern, zum Teil, besonders beim schlechten Strahl der kleinsten Düse, der Unregelmäßigkeit der Strömung selbst zuzuschreiben.

Daß Düsen mit zu kleinen Ausrundungen sehr niedrige Ausflußbeiwerte aufweisen können, ist bekannt. Neu ist, daß bei diesen Düsen mit nicht allzu kleinen Ausrundungen zwei stabile Strömungszustände möglich sind. Oft werden Meßdüsen dadurch geeicht, daß man sie an ein großes Meßgefäß ansetzt, das Gefäß bei geschlossener Düse füllt, nach eingetretener Beruhigung des Wassers die Düse plötzlich freigibt und dann aus der beobachteten Sinkgeschwindigkeit des Wasserspiegels den Ausflußbeiwert errechnet. Unsere Erfahrungen zeigen, daß sich dann stets der Strömungszustand mit großem Ausflußbeiwert einstellt, so daß eine etwa vorhandene Möglichkeit eines anderen Strömungszustandes unentdeckt bleibt, und mahnen zur Vorsicht beim Entwurf, der Eichung und der Verwendung von Meßdüsen.

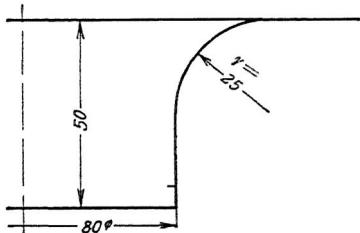
AUSSPRACHE ZUM VORTRAG THOMA

VON E. REICHEL, BERLIN

Die von Herrn Prof. Dr. D. T h o m a beobachtete Erscheinung wurde bei Eichversuchen, die in der Versuchsanstalt für Wassermotoren an der Technischen Hochschule in Charlottenburg in ganz ähnlicher Weise durchgeführt worden sind, schon im November 1913 festgestellt. Damals sollten zwei Meßdüsen von 70 und 80 mm \varnothing und nebenstehender Form geeicht werden. Die Ausflußbeiwerte haben sich mit 0,888 und 0,976 ergeben.

Auch hier konnte der ungünstigere Zustand in den günstigen leicht übergeführt werden

Zu Eichzwecken wurden diese Düsen schließlich nicht verwendet, sondern aus Herstellungsgründen scharfkantige Begrenzungen gewählt. Man kann aber auch eindeutige Beiwerte erhalten, wenn man die Krümmung r passend wählt.



LITERATURVERZEICHNIS

1. ALLGEMEINE THEORETISCHE GRUNDLAGEN

- Herrmann, Gust.: Die grafische Theorie der Turbinen und Kreiselpumpen. Leonh. Dimion, Berlin 1887. (Veraltet.)
- Meißner, G.: Die Hydraulik. H. Costenoble, Jena 1894. (Veraltet.)
- Zeuner, G.: Vorlesungen über Theorie der Turbinen. Arthur Felix, Leipzig 1899.
- Rateau, A.: Traité de Turbomachines. Ch. Dunod, Paris 1900.
- Hermanek, Joh.: Theorie des freien Ausflusses von Flüssigkeiten an Mündungen und Überfällen. Gerold Sohn, Wien 1903.
- Christen, T.: Das Gesetz d. Translation d. Wassers in regelmäßigen Kädalen (169 S., 1 Taf.). Engelmann, Leipzig 1903.
- Proell, R.: Über den hydraulischen Wirkungsgrad von Turbinen bei ihrer Verwendung als Kraftmaschinen. J. Springer, Berlin 1904.
- Braun, E.: Druckschwankungen in Rohrleitungen. A. Wittwer, Stuttgart 1904.
- Kobes, K.: Der Druck auf den Spurzapfen bei Reaktionsturbinen und Kreiselpumpen. Fr. Dentick-Leipzig 1906.
- Biel, R.: Über den Druckhöhenverlust bei der Fortleitung tropfbarer und gasförmiger Flüssigkeiten. Forschungsheft des VDI. 1907.
- Grether, Hans: Über Potentialbewegung tropfbarer Flüssigkeiten in gekrümmten Kanälen. Leonh. Dimion, Berlin 1909.
- Brauer, E. A.: Grundriß der Turbinentheorie. S. Hirzel, Leipzig 1899, 1. Aufl.; 1909, 2. Aufl.
- Alliévi, Lorenzo, deutsch von Dubs, R., und Bataillard, V.: Allgemeine Theorie über die veränderliche Bewegung des Wassers in Leitungen (308 S., 35 Fig.). J. Springer, Berlin 1909. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1910, S. 148.
- Forchheimer, Ph.: Lehrbuch der Hydraulik. G. Teubner, Leipzig.
- Thoma, D.: Zur Theorie des Wasserschlosses bei selbsttätig geregelten Turbinenanlagen (71 S.). Oldenbourg, Berlin-München 1910.
- Thoma, D.: Die neue Wasserturbinenversuchsanstalt von Brigleb, Hansen & Co. in Gotha (16 S., 35 Abb.). Engelhard-Reyhersche Hofbuchdruckerei, Gotha 1918. Bespr.: Dingers P. J. 1919, S. 112.
- Lorenz, H.: Lehrbuch der technischen Physik, Bd. III, Technische Hydro-mechanik (522 S.). Oldenbourg, Berlin-München 1910.
- Lorenz, H.: Neue Theorie und Berechnung der Kreiselsräder, (162 S.) 2. Aufl. Oldenbourg, Berlin-München 1911. Bespr.: 1. Aufl. VDI-Zeitschrift 1907, S. 1194.
- Bubendey, J. T.: Praktische Hydraulik. Wilh. Engelmann, Leipzig 1911.
- Prasil, Dr. F.: Technische Hydrodynamik, J. Springer, Berlin 1913, und verschiedene Aufsätze in der „Schweizerischen Bauzeitung“.
- Prandtl, L. D.: Abriß von der Lehre der Flüssigkeits- und Gasbewegung. G. Fischer, Jena 1913.
- , Ergebnisse der Ärodynamischen Versuchsanstalt Göttingen. 1. und 2. Lieferung. R. Oldenbourg, München 1921.

- Kriemler, K. J.: Hydraulik, die für die Anwendung wichtigsten Lehrsätze aus der Hydrostatik und Hydrodynamik (125 S.) (Wittwers technische Hilfsbücher, Stuttgart 1919). Konrad Wittwer, Stuttgart 1913. Bespr.: Dingers P. J. 1920, S. 26.
- Mises, Rich. v.: Theorie der Wasserräder. G. Teubner, Leipzig 1908.
- , Elemente der technischen Hydrodynamik. G. Teubner, Leipzig 1914.
- Wagner, S.: Strömungsenergie und mechan. Arbeit — Beiträge z. abstrakten Dynamik u. ihre Anwendung auf Schiffspropeller, schnellaufende Pumpen und Turbinen, Schiffswiderstand, Schiffssegel, Windturbinen, Trag- u. Schlagflügel u. Luftwiderstand v. Geschossen. J. Springer, Berlin 1914.
- Winkel, R.: Hydromechanik der Druckrohrleitungen. R. Oldenbourg, München 1919.
- Kucharski, W.: Strömungen einer reibungslosen Flüssigkeit bei Rotation fester Körper. Beiträge zur Turbinentheorie (147 S., 61 Abb.). Oldenbourg, Berlin-München 1918. Bespr.: Dingers P. J. 1920, S. 251.
- Mann, Victor: Beitrag zur Kenntnis der Wassermessung mit Schirm. R. Oldenbourg, München 1920.
- Dankwerts: Theoretische Grundlagen der praktischen Hydraulik, Schmorl & von Seefeld Nachf., Hannover 1920. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1920, S. 801.
- Weil, L. H.: Neue Grundlagen der techn. Hydrodynamik, Oldenbourg, Berlin-München 1920 (224 S.). Bespr.: VDI-Zeitschrift 1923, S. 296.
- Weyrauch, R.: Hydraulisches Rechnen. Konr. Wittwer, Stuttgart 1921.
- Bánki, Dónát: Energie-Umwandlungen in Flüssigkeiten. 1. Bd., Einleitung in die Konstruktionslehre der Wasserkraftmaschinen, Kompressoren, Dampfturbinen und Äroplane (520 S., 591 Abb.). J. Springer, Berlin 1921. Bespr.: Die Wärme 1922, S. 132.
- , —: Energie-Umwandlungen in Flüssigkeiten, 1. Bd.: Einleitung in die Konstruktionslehre der Wasserkraftmaschinen, Kompressoren, Dampfturbinen und Äroplane (520 S., 591 Abb.). J. Springer, Berlin 1921. Bespr.: Die Wärme 1922, S. 132.
- Wittenbauer, Ferd.: Aufgaben aus der techn. Mechanik, 3 Bd. Flüssigkeiten und Gase (398 S., 433 Fig.). J. Springer, Berlin 1922.
- Pöschl, Th.: Lehrbuch der Hydraulik für Ingenieure und Physiker zum Gebrauche bei Vorlesungen und zum Selbststudium (198 S., 148 Abb.). J. Springer, Berlin 1924.
- Mühlhofer, Ludw.: Zeichnerische Bestimmung der Spiegelbewegungen in Wasserschlossern. J. Springer, Berlin 1924.
- Karman und Levi-Civita: Vorträge aus dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik. J. Springer, Berlin 1924.
- Huck, O.: Aufgaben aus dem Wasserbau. J. Springer, Berlin 1924.
- Spataro, D.: Trattato completo di idraulica teorica e sperimentale. 3. Bd. Azioni, reazioni e resistenza dei fluidi, Ulrico Hoepli, Mailand 1924 (1000 S., 581 Abb.). Bespr.: VDI-Zeitschrift 1925, S. 423.
- Ott, L. A.: Theorie und Konstantenbestimmung des hydrometrischen Flügels. J. Springer, Berlin 1925.

2. BERECHNUNG UND KONSTRUKTION DER WASSERKRAFTMASCHINEN

- Francis, J. B.: Lowell Hydraulik Experiments. 1883.
- Rebber: Konstruktion und Berechnung der Wasserräder. 1891. (Veraltet.)
- Henne, Heinr.: Die Wasserräder und Turbinen, ihre Berechnung und Konstruktion. B. F. Voigt, Weimar 1898. (Veraltet.)
- Albrecht: Berechnung und Konstruktion einer Francisturbine. 1904.

- Wagenbach, W.: Neuere Turbinenanlagen (127 S., 48 Fig., 54 Taf.). J. Springer, Berlin 1905. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1905, S. 1645.
- Lehmann-Richter: Prüfungen in elektrischen Zentralen mit Wasser- und Dampfturbinenbetrieb. T. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1906.
- Gruner, H. E.: Die Ausnutzung der Wasserkräfte der Schweiz. Helbig & Lichtenhahn, Basel 1906.
- Graf, O.: Die Turbinen. A. Lachner, München 1906.
- Kaplan, V.: Bau rationeller Francisturbinenlaufräder und deren Schaufelform für Schnell-, Normal- und Langsamläufer (346 S., 91 Abb., 7 Taf.). Oldenbourg, Berlin-München 1908. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1908, S. 1809.
- Gelpke, V.: Turbinen und Turbinenanlagen. J. Springer, Berlin 1906. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1907, S. 392.
- Koehn, Th.: Handbuch der Ingenieurwissenschaften. 3. Teil: Der Wasserbau. W. Engelmann, Leipzig 1908. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1908, S. 2010. (Veraltet.)
- Oesterlen, Fr.: Die Theorie der Francisturbinen (31 Fig., 19 Taf.). J. Springer, Berlin 1908.
- Dubislaw, E.: Neuere Wasserkraftanlagen in Norwegen (182 S.). Oldenbourg, Berlin-München 1909.
- Honold, R. u. Albrecht, K.: Francis-Turbinen. Polyt. Buchhandlung R. Schulze, Mittweida 1910. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1911, S. 642.
- Ziehn, G.: Die hydraulischen Turbinen (308 S., 206 Fig., 1 Atlas mit 16 Taf.). M. Hittenhofer, Strelitz i. Mecklenb. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1912, S. 1366.
- Pfarrer, A.: Die Turbinen für Wasserkraftbetrieb. 2. Aufl. (871 S., 548 Fig., 1 Atlas mit 62 lithogr. Taf.). J. Springer, Berlin 1912. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1912, S. 1713.
- Ludin, A., Dr. ing.: Die Wasserkräfte, ihr Ausbau und ihre wirtschaftliche Ausnutzung. 2 Bd. J. Springer, Berlin 1913.
- Cammerer, R.: Vorlesungen über Wasserkraftmaschinen. 1. Aufl. 1914, 2. Aufl. 1924 bei Wilh. Engelmann, Leipzig.
- Reichel, E.: Über Wasserkraftmaschinen (54 S., 53 Abb.). R. Oldenbourg, Berlin-München 1914. Bespr.: Dinglers P. J. 1917, S. 265. 2. Aufl. 1925.
- Rümelin, Th.: Wasserkraftanlagen, 3. Bd.: Bau und Betrieb. Sammlung Götschen, Bd. 665/67, de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig. Bespr.: Dinglers P. J. 1920, S. 50.
- Müller, W.: Neue Wasserturbinen und Turbinenregler (180 S., 62 Abb., 2 Taf.). Franckhs techn. Verlag, Stuttgart 1922. Bespr.: EL-Masch.-Bau 1923, S. 112.
- , Wasserkraft. Einführung in den Bau, die Anwendung, Regulierung und Prüfung von Wasserturbinen und Rädern (60 Abb.). Bibl. d. ges. Technik. Bd. 267. Dr. Jänecke, Leipzig 1921. Bespr.: Dinglers P. J. 1921, S. 208.
- Mattern, E.: Die Ausnutzung der Wasserkräfte. 3. Aufl. W. Engelmann, Leipzig 1921.
- Holl, P.: Berechnung und Entwerfen von Turbinen und Wasserkraftanlagen. Oldenbourg, Berlin-München 1922. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1923, S. 167, Dinglers P. J. 1922, S. 181.
- Baudisch, H.: Die Saugstrahlmaschine. Franz Deuticke, Leipzig u. Wien 1922. Bespr.: Dinglers P. J. 1922, S. 81, EL-Masch.-Bau 1922, S. 180.
- Lawaczek, F.: Wasserkraftausnutzung und Wasserkraftmaschinen. „Aus Natur und Geisteswelt“. Bd. 732, B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin 1921. Bespr.: Dinglers P. J. 1922, S. 80.
- Thomann, R.: Die Wasserturbinen und Turbinenpumpen, 2. vollst. umgearb. Aufl., 1. Teil. Konrad Wittwer, Stuttgart 1922. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1923, S. 555.

- Schlotthauer, F.: Über Wasserkraft- und Wasserversorgungsanlagen (in Vorbereitung). R. Oldenbourg, Berlin-München 1923. Bespr.: Dinglers P. J. 1923, S. 170.
- Sonneck, E.: Die Theorie der Durchströmturbine (56 S., 24 Abb.). J. Springer, Berlin 1923. Bespr.: E. T. Z., 1924, S. 1393. Die Wärme 1923, S. 132.
- Speidel, O.: Die Francisturbine, ihre Berechnung und Konstruktion nebst praktischer Anwendung (Bd. 5 d. angew. Ing. Wissenschaften). Verlag d. Ing.-Ztg., Cöthen 1923. Bespr.: E. T. Z. 1924, S. 107.
- Quantz, L.: Wasserkraftmaschinen (155 S., 179 Fig.). J. Springer, Berlin 1924. Bespr.: Werkstatt-Techn. 1925, S. 295, E. T. Z. 1925, S. 1134. El.-Mabau 1924, S. 540.
- Eschher, R.: Die Theorie der Wasserturbinen (356 S., 364 Abb.). J. Springer, Berlin 1908 und 1921, 1. und 2. Aufl. Bespr.: Werkstatt-Technik 1925, S. 152, E. T. Z. 1925, S. 1020, VDI-Zeitschrift 1925, S. 486, El.-Mabau 1924, S. 690.
- Dubs: Die Theorie der Wasserturbinen (356 S., 364 Abb.). 3. Auflage. J. Springer, Berlin 1924.
- Gambardella, G.: Caratteristiche costruttive delle Turbine idrauliche degli impianti attuali. Antonio Vallardi, Mailand-Neapel 1923. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1924, S. 272.
- Pfleiderer, C.: Die Kreiselpumpen. J. Springer, Berlin 1924.

3. BETRIEB UND REGULIERUNG

- Isaacksen: Die Bedingungen für eine gute Regulierung. J. Springer, Berlin 1899.
- Bauersfeld, W.: Die automatische Regulierung der Turbinen. J. Springer, Berlin 1905. Bespr.: VDI-Zeitschr. 1906, S. 504. (Verschiedene Aufsätze in Zeitschriften.)
- Budau, A.: Die Geschwindigkeitsregulierung der hydraulischen Motoren von den 80er Jahren d. vor. Jahrhunderts bis auf den heutigen Tag (198 S., 133 Fig., 5 Taf.). Carl Fromme, Wien u. Leipzig 1909. Bespr.: VDI-Zeitschrift 1909, S. 998.
- , Die Berechnung der hydraulischen Regulatoren. C. Fromme, Wien 1906.
- Dübi, C.: Über die Wirkungsweise des Gefällsvermehrers nach Herschel. Rascher, Zürich 1912.
- Tolle, M.: Regelung der Kraftmaschinen (532 Fig., 24 Taf.). J. Springer, Berlin 1921. Bespr.: El.-Mabau 1922, S. 71, E. T. Z. 1922, S. 491, Zeitschr. f. Dampfkessel- u. Masch.-Betrieb. 1921, S. 311.

S O E B E N E R S C H I E N :

DIE WASSERBAULABORATORIEN EUROPAS

ENTWICKLUNG · AUFGABEN · ZIELE

HERAUSGEGEBEN VOM VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE

unter Mitwirkung von

Geh. Baurat Dr.-Ing. ehr. Carstanjen, Biebrich a. Rh. / Geh.
Rat Prof. Dr.-Ing. H. Engels, Dresden Prof. Dr.-Ing. W. Fel-
lenius, Stockholm / Hofrat Prof. Dr. Ph. Forchheimer, Wien /
Dr. John R. Freemann, Providence USA / Geh. Reg.-Rat
Prof. M. Grantz, Berlin Oberregierungs- und Baurat Dr.-Ing.
H. Krey, Berlin / Obermarinebaurat W. Krüger, Wilhelms-
haven / Geh. Hofrat Prof. Dr.-Ing. M. Möller, Braunschweig /
Geh. Oberbaurat Prof. Dr.-Ing. Th. Rehbock, Karlsruhe Prof.
Dr. Fr. Schaffernak, Wien Dr. techn. Armin Schoklitsch,
Graz / Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-Ing. ehr. F. W. Otto Schulze,
Danzig / Prof. A. Smrček, Brünn Geh. Baurat Prof. Dr.-Ing.
ehr. G. de Thierry, Berlin / Prof. Dr.-Ing. D. Thoma, Mün-
chen Prof. Dr.-Ing. V. E. Timonoff, Leningrad
Regierungs- und Baurat Dr.-Ing.
R. Winkel, Berlin

★

UMFANG

Din A 4, XII 431 Seiten mit 512 Abbildungen im Text,

6 mehrfarbigen und 3 einfarbigen Tafeln

Vorzugspreis für VDI-Mitglieder RM. 45.—

Ladenpreis RM. 50.—

★

In sehr eingehenden Darlegungen werden in diesem Buch die Einrichtungen und die grundlegenden Versuche in den wasserbaulichen Versuchsanstalten beschrieben. Diese mit ausgezeichneten Bildern und Tafeln hervorragend ausgestatteten Aufsätze erster Fachmänner auf dem Gebiet des Wasser- und Flußbaues stellen zusammengefaßt für alle am Kanal-, Fluß- und Hafenaufbau interessierten Kreise eine außerordentlich wertvolle Sammlung von Erfahrungen dar. Besonders wichtig ist, daß hier zum ersten Male die Versuche im Modell und ihre Übertragbarkeit in die Natur eingehend beschrieben werden. Aus diesem Grunde ist das Buch auch für Studierende außerordentlich wertvoll.

VDI-VERLAG G. M. B. H. · BERLIN SW 19 · BEUTHSTR. 7

